

SÉRIE A, N° 865

N° D'ORDRE :

1667

# THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

**Jean CABANNES**

AGRÉGÉ DES SCIENCES PHYSIQUES

MAÎTRE DE CONFÉRENCES A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE MONTPELLIER

---

**1<sup>re</sup> THÈSE.** — SUR LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE PAR LES MOLÉCULES DES GAZ TRANSPARENTS.

**2<sup>e</sup> THÈSE.** — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le <sup>1<sup>er</sup> mars</sup> ~~Février~~ 1921 devant la Commission d'examen.

MM. J. PERRIN..... *Président.*

A. COTTON..... } *Examineurs.*  
MAUGUIN..... }

---

PARIS

MASSON ET C<sup>ie</sup>, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1921



SÉRIE A, N° 865

N° D'ORDRE :

1667

# THÈSES

PRÉSENTÉES

## A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

**Jean CABANNES**

AGRÉGÉ DES SCIENCES PHYSIQUES

MAÎTRE DE CONFÉRENCES A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE MONTPELLIER

**1<sup>re</sup> THÈSE.** — SUR LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE PAR LES MOLECULES DES GAZ TRANSPARENTS.

**2<sup>e</sup> THÈSE.** — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Février 1921** devant la Commission d'examen.

MM. J. PERRIN..... *Président.*

A. COTTON.....  
MAUGUIN..... } *Examineurs.*



PARIS

MASSON ET C<sup>ie</sup>, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1921

# FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

*Doyen*..... F. HOUSSAY, *Professeur*. Zoologie

*Profess. honoraires*.. { P. PUISEUX.  
VÉLAIN.  
BOUSSINESQ

LIPPMANN ..... Physique.  
BOUTY..... Physique.  
E. PICARD..... Analyse supér. et algèbre supérieure.  
Y. DELAGE..... Zoologie, anatomie, physiol. comparée  
G. BONNIER..... Botanique.  
KOENIGS..... Mécanique physique et expérimentale.  
GOURSAT..... Calcul différentiel et calcul intégral.  
HALLER..... Chimie organique.  
JOANNIS..... Chimie (Enseignement P. C. N.).  
JANET..... Physique. —  
WALLERANT..... Minéralogie.  
ANDOYER..... Astronomie.  
PAINLEVÉ..... Mécanique anal. et mécan. céleste.  
HAUG ..... Géologie.  
H. LE CHATELIER. Chimie générale.  
G. BERTRAND.... Chimie biologique.  
M<sup>me</sup> P. CURIE..... Physique générale.  
CAULLERY ..... Zoologie (Évolution des êtres organisés).  
C. CHABRIÉ..... Chimie appliquée.  
G. URBAIN..... Chimie minérale.  
EMILE BOREL ..... Calcul des probabilités. et phys. mathém.  
MARCHIS..... Aviation.  
JEAN PERRIN..... Chimie physique.  
G. PRUVOT..... Zoologie, anatomie, physiologie compar.  
MATRUCHOT..... Botanique.  
ABRAHAM ..... Physique.  
CARTAN ..... Mécanique rationnelle.  
CL. GUICHARD.... Géométrie supérieure.  
MOLLIARD..... Physiologie végétale.  
LEBESGUE..... Application de l'analyse à la géométrie.  
LAPICQUE..... Physiologie.  
GENTIL..... Géographie physique.  
VESSIOT ..... Calcul différentiel et calcul intégral.  
COTTON ..... Physique théorique et physique céleste.  
N..... Histologie.  
N..... Mathématiques générales.

*Professeurs*.....

LEDUC..... Physique.  
HEROUARD..... Zoologie.  
LÉON BERTRAND... Géologie.  
RÉMY PERRIER.... Zoologie (Enseignement P. C. N.).  
LESPIEAU ..... Chimie.  
SAGNAC..... Physique (Enseignement P. C. N.).  
PEREZ ..... Zoologie (Évolution des êtres organisés).  
RABAUD ..... Biologie générale.  
PORTIER..... Physiologie.  
BLAISE..... Chimie organique.  
PÉCHARD ..... Chimie Enseignement (P. C. N.).

*Professeurs-adjoints*..

*Secrétaire*. .... D. TOMBECK

A MA MÈRE



A MM. CH. FABRY ET H. BUISSON

PROFESSEURS A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE MARSEILLE

*Hommage respectueux et reconnaissance.*



Digitized by the Internet Archive  
in 2026

A MONSIEUR A. COTTON  
PROFESSEUR A L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

*Hommage respectueux et reconnaissant.*



# SUR LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE

## PAR LES

### MOLÉCULES DES GAZ TRANSPARENTS

Par JEAN CABANNES

---

## INTRODUCTION

De nombreuses théories ont été proposées pendant la seconde moitié du XIX<sup>e</sup> siècle pour expliquer l'éclat du ciel et sa couleur bleue par temps clair; faute d'observations précises et de vérifications expérimentales l'imagination se donnait libre cours, et les explications proposées de 1849 à 1889 par Clausius <sup>(1)</sup>, Hagenbach <sup>(2)</sup>, Spring <sup>(3)</sup>, Lallemand <sup>(4)</sup>, Hartley <sup>(5)</sup> ne méritent plus de retenir notre attention. On trouvera d'ailleurs dans une belle conférence de Nichols <sup>(6)</sup>, publiée en février 1908, le résumé des connaissances acquises à cette époque avec une liste bibliographique très complète. Il serait vain de refaire ici l'historique de la question.

Vers 1900 la théorie de la diffusion du rayonnement

<sup>(1)</sup> CLAUSIUS, *Pogg. Annalen*, LXXVI, p. 161; LXXXIV, p. 449, 1849.

<sup>(2)</sup> HAGENBACH, *Pogg. Annalen*, CXLVII, p. 77, 1872.

<sup>(3)</sup> SPRING, *Bulletins de l'Académie belge* (3), XXXVI, p. 504.

<sup>(4)</sup> LALLEMAND, *Comptes Rendus*, LXXV, p. 707, 1872.

<sup>(5)</sup> HARTLEY, *Nature*, XXXIX, p. 474, 1889.

<sup>(6)</sup> NICHOLS, *The Physical Review*, XXVI, pp. 497-511, 1908.

solaire par de petites particules, suggérée par Brücke <sup>(1)</sup> dès 1852, commençait à s'imposer. Les célèbres expériences de Tyndall <sup>(2)</sup> et l'œuvre théorique de Lord Rayleigh <sup>(3)</sup> paraissaient prouver d'une manière définitive que la couleur du ciel est celle d'un milieu trouble. Mais quelques auteurs <sup>(4)</sup>, <sup>(5)</sup> se demandaient encore s'il ne fallait pas faire intervenir des causes secondaires d'émission ou d'absorption, comme une fluorescence bleue de l'atmosphère supérieure ou l'absorption sélective de certains gaz de l'air, ozone, oxygène ou vapeur d'eau. Il semble que nous puissions négliger aujourd'hui ces deux dernières hypothèses. D'une part la réalité des phénomènes de fluorescence n'a jamais été établie, d'autre part la quantité d'ozone existant dans notre atmosphère est beaucoup trop faible pour que sa couleur bleue puisse se manifester <sup>(6)</sup>; quant à l'absorption sélective de l'oxygène et de la vapeur d'eau, on sait, depuis les observations d'Abbot et Fowle <sup>(7)</sup> qu'elle ne modifie pas très sensiblement le bleu du ciel.

L'atmosphère diffuse la lumière du soleil; toutes les raies noires du spectre solaire se retrouvent dans celui du ciel bleu. Seule la répartition des intensités diffère d'un spectre à l'autre; les radiations de courte longueur d'onde prédominent dans le second, et le ciel paraît bleu comme le sont les nuages artificiels de Tyndall tant que les dimensions des

(1) BRÜCKE, *Pogg. Annalen*, XXXVIII, p. 363, 1852.

(2) TYNDALL, *Proc. Royal Society*, XVII, p. 223, 1868.

(3) LORD RAYLEIGH, *Phil. Mag.*, XLIX, pp. 107 et 447, 1871.

(4) PERNTER, *Denkschriften d. Akad. d. Wissenschaften zu Wien*, LXXIII, p. 301, 1901.

(5) JANSEN, *Das Weltall*, V, p. 37, 1904-1905.

(6) FABRY et BUISSON, *Journal de Physique*, III, p. 196, 1913.

(7) *Astrophysical Journal*, XXXIII, pp. 395-397, 1913. Des mesures précises mettent en évidence l'effet des larges bandes A et B de l'oxygène et des raies telluriques extrêmement nombreuses entre  $0\ \mu\ 50$  et  $0\ \mu\ 76$  dans la transmission du rayonnement solaire.

gouttelettes restent petites par rapport aux longueurs d'onde du spectre visible.

Pour expliquer les difficultés qu'ont éprouvées tous les auteurs à poursuivre quantitativement la comparaison entre le ciel bleu et les milieux troubles réalisés au laboratoire, il suffira de remarquer que chaque point du ciel diffuse non seulement la lumière du soleil mais encore celle qu'il reçoit de toutes les autres régions de l'atmosphère et de la surface terrestre<sup>(1)</sup>. Aussi l'étude de la lumière du ciel est-elle beaucoup trop complexe pour permettre de retrouver avec précision les lois simples de la diffusion par les particules, et les observations de Sella et de Majorana<sup>(2)</sup>, de Zettwich<sup>(3)</sup>, Crova<sup>(4)</sup>, Nichols, Bauer et Moulin<sup>(5)</sup> n'ont-elles pu donner que des vérifications plus ou moins approchées.

Le phénomène simple est l'absorption du rayonnement solaire par l'atmosphère terrestre, et les premières vérifications quantitatives ont été obtenues à la suite des mesures d'Abbot et de Fowle<sup>(6)</sup> sur la transparence atmosphérique.

On sait que par temps clair et surtout à grande altitude le bleu du ciel est plus pur et la polarisation plus complète. Les lois de Lord Rayleigh, applicables aux seules particules dont toutes les dimensions sont petites par rapport aux longueurs d'onde du spectre visible, sont plus exactement vérifiées. Il restait à découvrir dans ce cas la nature des centres diffusants. Lord Rayleigh<sup>(7)</sup> émit, en 1899, l'hypothèse

(1) NICHOLS, *loc. cit.*, p. 507 ; « Lorsque le paysage est éclairé par le soleil le spectre d'absorption de la chlorophille se superpose au vrai spectre du ciel bleu ».

(2) MAJORANA, *Phil. Mag.* (6), I, p. 555, 1901.

(3) ZETTWICH, *Phil. Mag.* (6), IV, p. 199, 1902.

(4) CROVA, *Annales de Chimie et de Physique*, XX, p. 480, 1890 ; XXV, p. 534, 1892.

(5) BAUER et MOULIN, *Comptes Rendus*, CLI, p. 864, 1910.

(6) De 1905 à 1913. Nous reviendrons plus loin sur ces recherches.

(7) LORD RAYLEIGH, *Phil. Mag.*, XLVII, pp. 375-384, 1899. C'est

simple que c'était l'air lui-même qui diffusait la lumière. L'atmosphère privée de poussières, de gouttelettes d'eau et d'autres corps étrangers ne serait pas « optiquement vide » suivant l'expression de Tyndall. La diffusion serait produite par les molécules de ses constituants gazeux. Quant aux variations continuelles dans l'éclat, la composition spectrale et l'état de polarisation du ciel, elles sont produites par des changements dans le nombre et les dimensions des particules solides ou liquides qui forment au voisinage du sol la « vase atmosphérique ».

Les observations d'Abbot et Fowle confirment ces prévisions : au-dessus du Mont Wilson, par temps clair, pendant les années 1910-1911, le nombre des centres diffusants fut trouvé égal au nombre des molécules gazeuses.

En définitive, la théorie de Lord Rayleigh rendait numériquement compte des faits observés. Mais une confirmation expérimentale manquait encore. Il restait à montrer au laboratoire qu'une masse d'air pur traversée par un faisceau lumineux diffuse de la lumière dans toutes les directions. Quelques essais entrepris avant 1913 avaient donné des résultats négatifs <sup>(1)</sup> et les recherches paraissaient abandonnées.

Cependant, toutes les théories récemment imaginées pour expliquer la propagation de la lumière dans les milieux matériels laissaient prévoir une diffusion de l'énergie lumineuse conforme aux lois de Lord Rayleigh <sup>(2)</sup>. Le calcul

une lettre de MAXWELL du 28 août 1873 publiée par LORD RAYLEIGH dans ses *Scientific Papers* (vol. IV, p. 397) qui avait dirigé son attention sur ce point.

<sup>(1)</sup> TYNDALL, *Phil. Trans.*, CLXVI, p. 27, 1876 ; WOOD, *Phil. Mag.*, XXXVI, p. 272, 1918.

<sup>(2)</sup> La théorie moléculaire de la réfraction, de la réflexion, de l'absorption et de la diffusion a été très bien étudiée par L. NATANSON de 1909 à 1914 (*Bull. Int. de l'Acad. des Sciences de Cracovie*). Dans un travail récent (*Phil. Mag.*, XXXVIII, pp. 269-288, 1919) NATANSON donne à cette étude théorique de nouveaux

montrait que, malgré sa très faible intensité, le phénomène était accessible à nos moyens d'observation. Telles sont les conditions dans lesquelles j'ai entrepris ce travail en novembre 1913. Les expériences confirmèrent les vues théoriques, et j'ai pu montrer pour la première fois la diffusion de la lumière par les molécules gazeuses <sup>(1)</sup>. Plus récemment, Smoluchowski <sup>(2)</sup> et Strutt <sup>(3)</sup> abordaient le même sujet et arrivaient aux mêmes conclusions.

Le phénomène de Lord Rayleigh est actuellement bien établi. Il produit le bleu du ciel aux grandes altitudes, et tout récemment M. Fabry a trouvé dans la diffusion du rayonnement solaire par les masses gazeuses une explication simple de divers phénomènes astronomiques, comme le spectre de la couronne solaire, celui de la queue des comètes, et peut-être aussi la lumière zodiacale et la lumière propre du ciel nocturne <sup>(4)</sup>.

Au cours de ces recherches j'ai d'abord établi que les gaz transparents diffusent de la lumière et que, pour un rayonnement déterminé, la quantité d'énergie diffusée par l'unité de masse est une constante caractéristique du gaz étudié. Je me suis ensuite proposé de vérifier les résultats inattendus de Strutt sur le degré de polarisation de la lumière diffusée latéralement. Suivant la théorie élémentaire de Lord Rayleigh, qui assimile les molécules à des particules sphériques, la lumière diffusée à angle droit du faisceau primaire serait totalement polarisée dans le plan des deux rayons incident et diffusé. L'expérience montre que cette hypothèse n'est pas

développements. On y trouvera la liste des principaux mémoires publiés à ce sujet de 1899 à 1918.

(1) J. CABANNES, *Comptes Rendus*, CLX, p. 62, 1915.

(2) SMOLUCHOWSKI, *Bull. Int. de l'Acad. de Sc. de Cracovie*, p. 218, 1916.

(3) R.-J. STRUTT, *Proc. of the Royal Society*, XCIV, p. 453, 1918.

(4) Ch. FARRY, *Journal de Physique*, VII, p. 89, 1917.

légitime : la polarisation est incomplète et le degré de polarisation varie avec la nature du gaz. Les molécules diffusantes ne sont donc pas isotropes et l'étude du phénomène de Lord Rayleigh peut donner une idée de leur forme au point de vue optique.

En assimilant la molécule à un ellipsoïde à trois axes inégaux j'ai pu exprimer la fraction d'énergie diffusée à l'aide d'une formule plus générale que celle de Lord Rayleigh. J'ai vérifié sur les gaz usuels que cette quantité d'énergie n'est pas exactement proportionnelle au carré de la réfraction, comme l'exigerait la théorie élémentaire, mais qu'elle dépend aussi de la forme des molécules et que la formule généralisée paraît mieux s'accorder avec les faits que la formule primitive.

Enfin, j'en suis arrivé, par une méthode nouvelle, à une détermination de la constante d'Avogadre en bon accord avec les mesures antérieures.

Je diviserai l'exposé de ce travail en trois parties d'inégale étendue.

Dans la première, j'envisagerai successivement — au point de vue théorique — la diffusion de la lumière par des particules sphériques ou ellipsoïdales, par un gaz parfait ou un fluide quelconque.

La deuxième partie — très courte — contiendra le résumé des nombreuses observations d'Abbot et de Fowle sur la transparence de l'atmosphère : elles ont fourni la première preuve quantitative de la diffusion de la lumière par les gaz. Je tâcherai de mettre en relief l'importance des résultats obtenus et de les interpréter.

La troisième partie sera uniquement consacrée à mes expériences. J'y décrirai les appareils et les méthodes qui m'ont permis de comparer avec précision des sources lumineuses d'éclat extrêmement faible et de mettre en évidence le phénomène de Lord Rayleigh. Je donnerai les résultats de mes mesures sur le degré de polarisation et l'intensité de la

lumière diffusée par l'air et les gaz transparents usuels. Le dernier chapitre aura pour objet la détermination du rapport entre l'intensité lumineuse diffusée latéralement par l'argon et l'éclairement d'une surface normale au faisceau primaire, d'où j'ai tiré une nouvelle valeur de la constante d'Avogadro.

Ce travail a été fait à la Faculté des Sciences de Marseille. Je dois la plus grande reconnaissance à MM. Ch. Fabry et H. Buisson qui, après m'avoir si cordialement accueilli dans leur laboratoire, ont bien voulu s'intéresser à mes recherches et les ont guidées pas à pas. M. A. Cotton, de qui j'avais eu le bonheur d'être l'élève à l'Ecole Normale Supérieure, n'a pas cessé de m'encourager et m'a prodigué, dans une longue correspondance, des conseils précieux. Qu'il me soit permis de lui exprimer ici très respectueusement ma reconnaissance et mon affection.

---

## PREMIÈRE PARTIE

### ÉTUDE THÉORIQUE DE LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE PAR LES FLUIDES

#### CHAPITRE PREMIER

##### SUR LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE PAR UNE PARTICULE SPHÉRIQUE PETITE PAR RAPPORT A LA LONGUEUR D'ONDE

#### Assimilation d'un gaz à un milieu trouble

Lorsqu'on éclaire des particules en suspension dans un milieu homogène, chacune d'elles diffuse une faible fraction de la lumière incidente. Si les particules, extrêmement nombreuses, sont trop petites pour pouvoir être perçues individuellement, même avec les éclaircissements les plus intenses, on dit qu'elles forment un « milieu trouble ».

Tyndall a vérifié qu'un tel milieu, éclairé par un faisceau non polarisé de lumière blanche, diffuse une lumière bleue polarisée. Il étudia à ce point de vue le brouillard qu'on obtient dans la décomposition de l'iodure d'allyle sous l'action de la lumière.

Dans le cas des particules isotropes et sphériques dont le diamètre est petit vis-à-vis de la longueur d'onde la polarisation de la lumière diffusée est complète à  $90^\circ$  du rayon incident, et la vibration de Fresnel est normale au plan des deux rayons incident et diffusé. Lord Rayleigh a donné la théorie complète de ce phénomène.

a) *Intensité et polarisation de la lumière diffusée dans les différentes directions.* — Considérons dans un milieu homogène une particule sphérique immobile O, éclairée par un rayon XO de lumière monochromatique complètement polarisée (fig. 1). Soit OZ la vibration lumineuse incidente de période T. Il ne serait pas légitime d'appliquer à la particule O, qu'on suppose petite par rapport à la longueur d'onde de la lumière dans le milieu, les lois de la réflexion ou de la réfraction; mais il faut admettre, sans préciser le mécanisme des échanges d'énergie, que la particule devient le centre d'un phénomène vibratoire de période T et qu'elle émet à son tour de la lumière dans toutes les directions. Les lois de Lord Rayleigh s'en déduisent immédiatement.

Puisque la particule est supposée isotrope et sphérique, la vibration diffusée dans le plan XOY normal à OZ ne peut être que rectiligne et parallèle à OZ. Soit  $a$  l'amplitude de cette vibration en un point M de la normale OY au plan XOZ. On évalue facilement, en fonction de  $a$ , la vibration diffusée en un point quelconque P de la sphère de centre O et de rayon OM. Il suffit de projeter la vibration  $a$  sur le plan d'onde normal à OP. Construisons la trace ON du plan XOP sur XOZ et désignons par  $\alpha, \beta, \gamma$  les angles NOZ, POX, POZ. L'éclairement au point P a pour expression :

$$(1) \quad a^2 (\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha \cos^2 \beta) = a^2 \sin^2 \gamma.$$

Il est maximum et égal à  $a^2$  lorsque le point P est dans le plan XOY ; il n'y a pas de diffusion suivant OZ. La polarisation est toujours complète.

Si l'on reçoit un faisceau de lumière naturelle, on peut remplacer la vibration incidente par deux vibrations rectan-

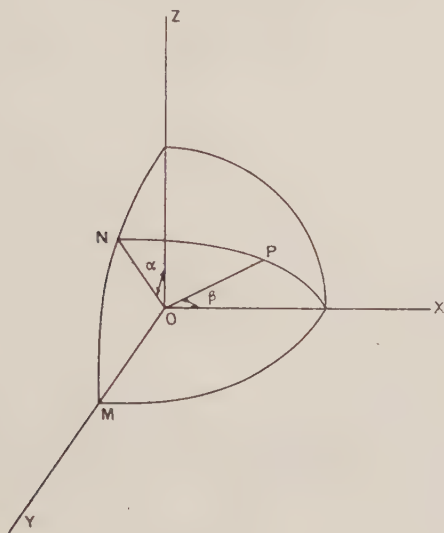


Fig. 1.

gulaires, OY et OZ, incohérentes et d'égale amplitude. On trouve immédiatement que l'éclairement au point P a pour expression :

$$(2) \quad a^2 (1 + \cos^2 \beta).$$

La diffusion est maxima et égale à  $2a^2$  dans la direction de la source de lumière et la direction opposée ; elle est minima et égale à  $a^2$  dans le plan YOZ. Seule la lumière diffusée latéralement est complètement polarisée.

Si l'on calcule en fonction de  $a^2$ , à partir des formules (1) et (2), l'énergie totale diffusée par une particule, on

trouve  $\frac{2a^2}{3} \cdot 4\pi\overline{OM}^2$  dans le cas où la lumière incidente est polarisée rectilignement et  $\frac{4a^2}{3} \cdot 4\pi\overline{OM}^2$  dans le cas de la lumière naturelle que nous avons supposée deux fois plus intense.

b) *Variation de la diffusion en fonction de la longueur d'onde. Loi en  $1/\lambda^4$ .* — Pour expliquer la couleur bleue de la lumière diffusée, il suffit d'introduire quelques hypothèses simples. Les théories mécaniques de la dispersion, comme les théories électroniques, conduisent à poser :

1° Que le résonateur O exécute des oscillations sinusoïdales entretenues par le rayonnement primaire ;

2° Que l'amplitude de la vibration diffusée est proportionnelle à celle de l'accélération  $\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$  du résonateur.

Admettons qu'il soit légitime de négliger dans l'équation du mouvement de O les termes d'amortissement (par rayonnement ou par dégagement de chaleur), et que la période propre du résonateur soit petite par rapport à T : l'amplitude de son déplacement  $\xi$  est proportionnelle à l'amplitude A de la vibration primaire. La relation :

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{T^2} \xi$$

donne dans ce cas le rapport des intensités lumineuses :

$$\frac{a^2}{A^2} = \frac{16\pi^2}{T^4} \cdot k$$

le coefficient  $k$  étant indépendant de la période de la lumière incidente. L'intensité diffusée varie donc en raison inverse de la quatrième puissance de la période, c'est-à-dire de la longueur d'onde de la lumière dans le vide.

c) *Expression de l'intensité lumineuse diffusée latéralement par une particule.* — Lord Rayleigh avait primitivement évalué <sup>(1)</sup>, dans le cas où sont applicables les formules

<sup>(1)</sup> LORD RAYLEIGH, *Phil. Mag.*, XLI, pp. 107, 120 et 274-279, 1871.

de la théorie mécanique de la lumière, l'amplitude de la vibration diffusée par une particule transparente d'indice  $\mu'$ . Il avait obtenu :

$$(3) \quad a = (\mu'^2 - 1) \frac{\pi V}{r\lambda^2} = 2(\mu' - 1) \frac{\pi V}{r\lambda^2}.$$

$r$  est la distance OM;  $V$  le volume de la particule O;  $\lambda$  la longueur d'onde de la lumière dans le vide.

La théorie ne s'applique qu'au cas où  $\mu' - 1$  est petit.

$a$  représente plus exactement le rapport entre l'amplitude de la vibration diffusée en M et celle de la vibration incidente en O, de telle sorte que  $a^2$  n'est autre que le rapport entre l'éclairement au point M du plan normal au rayon diffusé et l'éclairement au point O du plan normal au faisceau primaire. Je désignerai dans la suite par  $R$  la valeur du produit  $a^2 r^2$  : c'est le rapport de deux nombres, celui qui mesure l'intensité diffusée latéralement par la particule O et celui qui mesure l'éclairement au point O du plan normal au faisceau primaire.

La théorie électromagnétique de la lumière permet d'envisager le cas où  $\mu' - 1$  possède une valeur quelconque; mais alors intervient la forme de la particule et non plus seulement son volume. Dans le cas d'une sphère transparente :

$$(4) \quad a = 3 \frac{\mu'^2 - 1}{\mu'^2 + 2} \cdot \frac{\pi V}{r\lambda^2}.$$

On retrouve la formule (3) lorsque  $\mu'$  est voisin de l'unité. La loi en  $1/\lambda^4$  ne se vérifiera que si  $\mu'$  est à peu près indépendant de  $\lambda$ .

On a supposé pour établir les formules (3) et (4) que la vibration incidente était rectiligne. Si l'on recevait de la lumière naturelle le rapport  $R$  serait deux fois plus faible. Pour éviter toute confusion, je le désignerai dans le premier cas par  $R_p$  et dans ce dernier cas par  $R$ .

Lord Rayleigh <sup>(1)</sup> et Garnett <sup>(2)</sup> ont montré que la for-

(1) LORD RAYLEIGH, *Phil. Mag.*, XLIV, pp. 28-52, 1897.

(2) GARNETT, *Phil. Trans. Roy. Society London*, CCIII, p. 385.

mule (4) s'étendait au cas de petites sphères absorbantes en suspension dans un milieu transparent homogène d'indice  $\mu_0$ . Si l'on désigne par  $N^2$  la constante diélectrique complexe des particules l'expression de  $a$  devient :

$$(5) \quad a = 3 \left[ \frac{N'^2 - \mu_0^2}{N'^2 + \mu_0^2} \right] \frac{\pi V}{r \lambda_0^2},$$

en représentant par  $[\alpha + \beta i]$  le module  $\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$  de la quantité complexe  $\alpha + \beta i$ .  $\lambda_0$  est la longueur d'onde dans le milieu homogène d'indice  $\mu_0$ .

Nous pouvons considérer maintenant le milieu trouble constitué par un nombre extrêmement grand de ces sphères et exprimer la constante diélectrique  $N^2$  du milieu trouble en fonction de celle des particules et de leur nombre  $n$  par unité de volume.

Lord Rayleigh, dans l'hypothèse de l'éther élastique, avait évalué l'expression  $\delta = \mu - 1$  en admettant que le retard optique résulte de l'interférence de l'onde incidente avec les petites ondes émises par chaque particule. Il a obtenu :

$$\delta = \frac{nV}{2} (\mu'^2 - 1) = nV (\mu' - 1),$$

ce qui donne :

$$(6) \quad \mu - 1 = nV (\mu' - 1).$$

La théorie électromagnétique conduit, dans le cas général de sphères absorbantes en suspension dans un milieu homogène, à la relation :

$$(7) \quad \frac{N^2 - \mu_0^2}{N^2 + 2\mu_0^2} = nV \frac{N'^2 - \mu_0^2}{N'^2 + 2\mu_0^2}$$

qui se simplifie et se ramène à la précédente lorsque l'indice d'extinction des sphères est négligeable et leur indice de réfraction voisin de l'unité.

On constate que, quelle que soit la valeur de chacun des facteurs  $n$  et  $V$ , le volume  $nV$  occupé par les sphères inter-

1904. J. KUNTZ (*Phil. Mag.*, XXXIX, p. 416, 1920) a donné récemment une démonstration très élémentaire de la formule (4).

vient seul pour modifier la constante diélectrique du milieu. Les formules (6) et (7) permettent de remplacer dans les expressions (3), (4) et (5) la constante diélectrique des particules par sa valeur en fonction de celle du milieu trouble, plus facilement accessible aux mesures, et donnent :

$$(8) \quad \alpha = 2\pi \frac{\mu - 1}{n} \cdot \frac{1}{r'^2}$$

et

$$(9) \quad \alpha = \frac{3\pi}{n} \left[ \frac{N^2 - \mu_0^2}{N^2 + 2\mu_0^2} \right] \frac{1}{r\lambda_0^2}.$$

d) *Assimilation d'un gaz à un milieu trouble.* — Toutes les particules envisagées jusqu'ici sont des poussières solides ou des gouttelettes liquides, comme celles qui constituent les brouillards de Tyndall et de Bock <sup>(1)</sup>, les verres colorés aux oxydes de Garnett <sup>(2)</sup> ou les pellicules métalliques de Wood <sup>(3)</sup>. Les particules sont composées d'un nombre extrêmement grand de molécules. On peut les regarder comme homogènes, bien délimitées, et définir leur volume et leur constante diélectrique comme on le ferait pour un corps solide de plus grande dimension. On arrive ainsi sans difficulté théorique aux formules finales (8) et (9).

Mais ces formules ne contiennent plus explicitement le volume de la particule ni ses constantes optiques ; aussi Lord Rayleigh, généralisant le problème hardiment, a-t-il pu se demander si elles ne seraient pas encore applicables au cas d'un corps pur, dont les molécules, disséminées dans le vide, réalisent un milieu trouble.

Les données qu'on possédait en 1899 sur la transparence de l'atmosphère et le nombre des molécules contenues dans un centimètre cube de gaz lui permirent de vérifier qu'on

(1) BOCK, *Wiedemann's Annalen*, LXVIII, p. 674, 1899.

(2) GARNETT, *loc. cit.*, pp. 396-397.

(3) WOOD, *Optique Physique*, tome II (pp. 379-393 de la trad. française).

pouvait attribuer le bleu du ciel à une diffusion de la lumière par les molécules elles-mêmes. On comprend mieux actuellement, avec les théories électroniques de la matière, la légitimité d'une telle hypothèse.

Ces théories permettent de prévoir une diffusion de la lumière par les molécules, sans passer par l'intermédiaire des particules solides ou liquides.

Considérons une petite sphère de Lord Rayleigh excitée par une force électrique périodique  $Z$ . Elle émet les mêmes ondes qu'un doublet de Hertz qui aurait au temps  $t$  un moment égal à :

$$\frac{3}{4\pi} \frac{N'^2 - 1}{N'^2 + 2} VZ = \frac{N'^2 - 1}{N'^2 + 2} \rho^3 Z,$$

en désignant par  $\rho$  le rayon de la sphère<sup>(1)</sup>. Or une molécule avec ses électrons libres d'osciller autour d'une position fixe est identique à ce doublet; c'est la raison pour laquelle Lord Rayleigh a pu appliquer à des molécules isotropes les résultats obtenus avec des sphères homogènes.

Dans un gaz transparent l'indice de réfraction  $\mu$  est voisin de l'unité et la relation (7) devient :

$$\mu - 1 = \frac{3nV}{2} \frac{\mu'^2 - 1}{\mu'^2 + 2}.$$

Elle permet de définir l'indice de réfraction  $\mu'$  d'une molécule. Pour avoir une idée de l'ordre de grandeur de  $\mu'$  on peut considérer une molécule d'argon et identifier le volume  $V$  à celui de la sphère de choc dont le diamètre vaut  $2,85 \times 10^{-8}$  cm.<sup>(2)</sup> On trouve :

$$\mu' = 2,12 \quad (\text{radiation jaune du sodium}).$$

Ce nombre est beaucoup trop grand pour qu'on puisse

(1) GARNETT indique que ce résultat avait été obtenu directement par STOKES en 1849 (*Papers*, IV, pp. 245-262), puis par L. LORENZ (*Vidensk. Selk. Skr.*, Copenhague, 1890).

(2) J. PERRIN, *Les Atomes*, p. 117.

appliquer aux molécules le raisonnement primitif de Lord Rayleigh dans l'hypothèse de la théorie élastique.

Le déplacement électrique dû aux électrons de la molécule — autrement dit le moment du doublet — a pour expression :

$$\nu = \frac{\mu'^2 - 1}{\mu'^2 + 2} \rho^3 / Z.$$

Avec les données numériques précédentes on aurait :

$$\frac{\nu}{Z} = 1,55 \times 10^{-24}.$$

En définitive, quel que soit le point de départ, l'intensité lumineuse diffusée par une molécule gazeuse isotrope est représentée par l'expression suivante :

$$(10) \quad R_p = 4\pi^2 \left( \frac{\mu - 1}{n} \right)^2 \cdot \frac{1}{\lambda^4}.$$

Comme la dispersion est faible, la loi en  $1/\lambda^4$  est approximativement vérifiée. Entre les deux radiations  $\lambda_1 = 6900$  et  $\lambda_2 = 2900$ , on a (molécules d'argon) :

$$\left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^4 = 32,1 \quad \text{et} \quad \frac{R_2}{R_1} = 36,4.$$

Si les molécules peuvent être traitées comme autant de sources incohérentes, sans action les unes sur les autres, le rapport entre l'intensité lumineuse diffusée latéralement par un centimètre cube et l'éclairement d'une surface normale au faisceau primaire, dans le cas où la lumière incidente est rectilignement polarisée, a pour expression :

$$(11) \quad R_p = 4\pi^2 \left( \frac{\mu - 1}{n} \right)^2 \frac{n}{\lambda^4}.$$

C'est la formule de Lord Rayleigh.

M. Fabry l'a mise sous une forme commode<sup>(1)</sup>. Désignons par  $\delta$  la densité du gaz diffusant par rapport à la densité dans les conditions normales ; par  $\epsilon$  le rapport constant  $2(\mu - 1)/\delta$  et par  $n_0$  le nombre de molécules contenu dans

(1) CH. FABRY, *Journal de Physique*, VII, p. 91, 1917.

un centimètre cube d'un gaz parfait dans les conditions normales; on a :

$$(12) \quad R_p = \frac{\pi^2 \varepsilon^2 \delta}{n_0 \lambda^4} .$$

Il reste à discuter les deux hypothèses qui ont été nécessaires pour l'établissement de cette formule.

1° Les molécules sont isotropes; les propriétés optiques ne varient pas avec les différentes directions de la molécule;

2° Les molécules sont autant de sources de lumière indépendantes dont il faut ajouter les intensités.

## CHAPITRE II

### SUR LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE PAR DES MOLÉCULES GAZEUSES ANISOTROPE

#### Intensité lumineuse diffusée par les gaz transparents

La lumière diffusée latéralement par un milieu trouble, qu'on suppose formé de particules isotropes et sphériques, doit être complètement polarisée. Si la polarisation n'est que partielle il faut rejeter l'hypothèse. On verrait facilement qu'avec des particules cristallines n'appartenant pas au système cubique, ou encore des particules isotropes qui ne seraient pas sphériques, la polarisation est incomplète. On peut expliquer ainsi la présence, dans la lumière que diffuse latéralement un milieu trouble, d'une vibration parallèle au faisceau primaire et variable d'un milieu à un autre.

Les expériences de Strutt<sup>(1)</sup> ont montré que la polarisation presque complète dans le cas de certains gaz ( $i/I = 0,97$  dans l'hydrogène) peut être beaucoup plus faible (0,41 avec l'hélium). Mes mesures n'ont pas confirmé tous les résultats de Strutt. J'ai obtenu dans le cas de l'argon une polarisation

(1) R.-J. STRUTT, *Proc. of the Royal Soc.*, XCV, pp. 155-176, nov. 1918.

complète. Mais avec l'hydrogène, l'azote, l'oxygène et le gaz carbonique j'ai retrouvé sensiblement les nombres de Strutt. Les molécules de la plupart des gaz ne sont donc pas assimilables à des particules sphériques au degré de précision des expériences.

La théorie élémentaire doit donc être complétée. Lord Rayleigh a admis l'anisotropie des molécules et calculé le changement qu'elle entraîne dans la polarisation des rayons diffusés <sup>(1)</sup>. Il a assimilé les molécules à des particules identiques, homogènes et non magnétiques, de constante diélectrique différente de celle du milieu ; il a donné dans le cas d'un ellipsoïde de révolution, puis dans celui d'un ellipsoïde à trois axes inégaux le rapport  $i/I$  entre les intensités des deux vibrations parallèle et perpendiculaire au faisceau initial.

On peut arriver au même résultat à partir de la théorie des électrons ; c'est bien évident, puisqu'en définitive, malgré les notations et le langage différents, les considérations de symétrie interviennent seules dans le problème actuel. Mais la théorie des électrons permet d'aller plus loin sans difficultés. Je pourrai calculer en effet l'intensité lumineuse diffusée latéralement par les molécules anisotropes d'un gaz transparent d'indice  $\mu$  en supposant connu le rapport :  $i/I$ .

a) *Enoncé des hypothèses.* — On considère des molécules identiques distribuées et orientées au hasard, sans action les unes sur les autres. Chaque molécule contient plusieurs électrons. Chacun d'eux oscille autour d'une position d'équilibre fixe dans la molécule et les électrons voisins agissent sur lui. A la molécule dont la symétrie est par hypothèse celle d'un ellipsoïde sont liés trois plans de coordonnées rectangulaires OUVW coïncidant avec les plans principaux.

Soit OXYZ le trièdre trirectangle qui définit la direction XOX' du faisceau lumineux incident, celle de la vibration

(1) Lord RAYLEIGH, *Phil. Mag.*, XXXV, pp. 373-381, mai 1918.

primaire Z et la direction OY suivant laquelle on reçoit la lumière diffusée.

Sous l'action de la force électrique de direction constante OZ et d'intensité variable un électron de masse  $m$  et de charge  $e$  s'écarte de sa position d'équilibre. Soit  $a, b, c$ , les composantes de l'écart suivant les axes OU, OV, OW. Puisque la molécule est anisotrope il faut, pour les calculer, décomposer d'abord suivant les axes OU, OV, OW la vibration primaire Z. En désignant par U, V, W ces trois composantes on a les équations du mouvement de l'électron :

$$(12) \quad \left\{ \begin{array}{l} m \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + k_u a = eU \\ m \frac{\partial^2 b}{\partial t^2} + k_v b = eV \\ m \frac{\partial^2 c}{\partial t^2} + k_w c = eW. \end{array} \right.$$

Pour des perturbations sinusoïdales de période T,

$$\begin{array}{ccccccc} \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} & = & -\frac{4\pi}{T^2} a & & & & \\ & \vdots & & \vdots & & \vdots & \\ & \vdots & & \vdots & & \vdots & \end{array}$$

on en déduit immédiatement

$$\begin{array}{ccccccc} a & = & \frac{e}{k_u - \frac{4\pi^2 m}{T^2}} U & & & & \\ & \vdots & & \vdots & & \vdots & \end{array}$$

Si l'on considère l'ensemble des électrons de la molécule on a le déplacement électrique suivant chacun des axes principaux de la molécule :

$$\begin{array}{ccccccc} \sum ea & = & \sum \frac{e^2}{k_u - \frac{4\pi^2 m}{T^2}} U & & & & \\ & \vdots & & \vdots & & \vdots & \end{array}$$

Posons

$$(13) \quad \left\{ \begin{array}{l} A = \sum \frac{e^2}{k_u - \frac{4\pi^2 m}{T^2}} \\ B = \sum \frac{e^2}{k_v - \frac{4\pi^2 m}{T^2}} \\ C = \sum \frac{e^2}{k_w - \frac{4\pi^2 m}{T^2}} \end{array} \right.$$

Ce sont les composantes, suivant les axes de la molécule, du déplacement électrique dû à tous les électrons, lorsque les composantes U, V, W de la force excitatrice sont égales à 1.

C'est l'inégalité des coefficients A, B, C, qui caractérise ici l'anisotropie de la molécule <sup>(1)</sup>. Ils vont occuper la même place dans les calculs qui vont suivre que les coefficients A, B, C, de Lord Rayleigh.

Sous l'action d'une force extérieure parallèle à OZ et égale à l'unité les composantes  $\xi/Z$ ,  $\eta/Z$ ,  $\zeta/Z$  suivant les axes OX,

(1) Nous admettons que l'intensité de la force qui tend à ramener un électron à sa position d'équilibre varie avec la direction de l'écart. A. CORRON et H. MOURON (*Ann. de Chimie et de Physique*, XIX, p. 217, 1910) ont cherché à justifier une hypothèse analogue dans le cas d'un liquide dont les molécules anisotropes s'orientent sous l'action d'un champ magnétique constant et forment un milieu biréfringent.

Ils ajoutent un deuxième terme à la force électrique pour tenir compte de l'action des électrons voisins déplacés de leur position d'équilibre. Ils ont ainsi, en désignant par U, V, W les composantes de cette deuxième force :

$$m \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + k^2 a = e(U + U_1)$$

La force de restitution  $k^2$  est indépendante de la direction ; mais la composante  $U_1$  est proportionnelle au déplacement électrique, ou encore à  $a$ , et le facteur de proportionnalité —  $\sigma_u$  dépend du nombre, de la charge et de la position des centres chargés de la molécule. On a :

$$U_1 = -\sigma_u a, \quad \text{et :} \quad k_u = k^2 + \sigma_u.$$

OY, OZ du déplacement électrique dû à une molécule s'écrivent :

$$(14) \begin{cases} \frac{\xi}{Z} = A \frac{U}{Z} \cos(OX, OU) + B \frac{V}{Z} \cos(OX, OV) + C \frac{W}{Z} \cos(OX, OW) \\ \frac{\eta}{Z} = A \frac{U}{Z} \cos(OY, OU) + B \frac{V}{Z} \cos(OY, OV) + C \frac{W}{Z} \cos(OY, OW) \\ \frac{\zeta}{Z} = A \frac{U}{Z} \cos(OZ, OU) + B \frac{V}{Z} \cos(OZ, OV) + C \frac{W}{Z} \cos(OZ, OW). \end{cases}$$

b) *Calcul, en fonction de A, B, C, de la force électrique créée à la distance r, dans la direction OY, par la molécule O.* — Désignons par  $\gamma$  la vitesse de la lumière; les composantes  $x$  et  $z$  de la force électrique ont pour valeur, au temps  $t + r/\gamma$ , en unités électrostatiques :

$$\begin{cases} x = -\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \cdot \frac{1}{r\gamma^2} \\ z = -\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} \cdot \frac{1}{r\gamma^2} \end{cases}$$

Nous avons admis que la force électrique primaire était sinusoïdale. Cette hypothèse nous permet d'écrire successivement :

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\frac{4\pi^2}{T^2} \xi,$$

puis

$$\begin{cases} x = \frac{4\pi^2}{r\lambda^2} \xi \\ z = \frac{4\pi^2}{r\lambda^2} \zeta, \quad \text{avec } \lambda = \gamma T, \end{cases}$$

et enfin :

$$(15) \begin{cases} \frac{x^2}{Z^2} = \frac{16\pi^4}{r^2\lambda^4} \cdot \frac{\xi^2}{Z^2} \\ \frac{z^2}{Z^2} = \frac{16\pi^4}{r^2\lambda^4} \cdot \frac{\zeta^2}{Z^2}. \end{cases}$$

Ces équations donnent l'intensité  $\frac{x^2 + z^2}{Z^2}$  de la lumière diffusée latéralement par une molécule.

On voit que la polarisation n'est que partielle : on a une vibration parallèle à OX. On retrouve en outre la loi en  $1/\lambda^4$

dans le cas où ABC ne dépendent pas de T, c'est-à-dire lorsque la période propre des électrons est petite par rapport à celle de la lumière incidente. Enfin, cette théorie ne permet pas de prévoir, dans le cas de l'air ou des gaz transparents, une variation, avec la longueur d'onde, de la proportion de lumière polarisée

Tout ce qui précède s'applique à une seule molécule d'air OUVW. Si nous admettons que l'intensité totale est due à  $n$  molécules par unité de volume, placées et orientées au hasard, nous avons :

$$(16) \quad \begin{cases} \frac{x^2}{Z^2} = \frac{16\pi^4}{r^2\lambda^4} n \frac{(\xi^2)_m}{Z^2} \\ \frac{z^2}{Z^2} = \frac{16\pi^4}{r^2\lambda^4} n \frac{(\zeta^2)_m}{Z^2} \end{cases}$$

$(\xi^2)_m$  et  $(\zeta^2)_m$  sont les valeurs des carrés moyens de  $\xi^2$  et de  $\zeta^2$  en fonction de A, B, C que donne le calcul de Lord Rayleigh. J'indiquerai plus loin ce calcul (note 1). On a :

$$\begin{cases} \frac{(\xi^2)_m}{Z^2} = \frac{1}{15} (A^2 + B^2 + C^2 - BC - CA - AB) \\ \frac{(\zeta^2)_m}{Z^2} = \frac{1}{15} (3A^2 + 3B^2 + 3C^2 + 2BC + 2CA + 2AB) \end{cases}$$

et par suite :

$$(17) \quad \begin{cases} \frac{x^2}{Z^2} = \frac{16}{15} \frac{\pi^4 n}{r^2\lambda^4} (\Sigma A^2 - \Sigma BC) \\ \frac{z^2}{Z^2} = \frac{16}{15} \frac{\pi^4 n}{r^2\lambda^4} (3\Sigma A^2 + 2\Sigma BC) \end{cases}$$

en posant

$$A^2 + B^2 + C^2 = \Sigma A^2, \quad BC + CA + AB = \Sigma BC.$$

Si l'on éclaire le gaz avec un faisceau parallèle de lumière naturelle, il faut tenir compte de la vibration parallèle à OY dont l'intensité est égale à celle de la vibration parallèle à OZ. Elle crée suivant OX une vibration d'intensité  $x^2/Z^2$  et suivant OZ une vibration égale par symétrie. L'intensité lumineuse diffusée est donnée dans ce cas par les équations :

$$(18) \quad \begin{cases} \frac{x_1^2}{2Z^2} = \frac{1}{2} \left( \frac{x^2}{Z^2} + \frac{x'^2}{Z^2} \right) = \frac{16}{15} \frac{\pi^4 n}{r^2 \lambda^4} (\Sigma A^2 - \Sigma BC) \\ \frac{x_1'^2}{2Z^2} = \frac{1}{2} \left( \frac{x^2}{Z^2} + \frac{x'^2}{Z^2} \right) = \frac{16}{15} \frac{\pi^4 n}{r^2 \lambda^4} \frac{4\Sigma A^2 + \Sigma BC}{2} \end{cases}$$

En désignant par  $I$  l'intensité relative à la vibration diffusée normale au faisceau primaire et par  $i$  l'intensité relative à la vibration parallèle au faisceau primaire on a :

$$\frac{i}{I} = \frac{x_1'^2}{x_1^2} = \frac{2(\Sigma A^2 - \Sigma BC)}{4\Sigma A^2 + \Sigma BC}.$$

c) *Calcul, en fonction de A, B, C, de la constante diélectrique*  $K = \mu^2$ . — La densité du courant électrique suivant l'axe des Z,

$$D = \frac{K}{4\pi} \frac{\partial Z}{\partial t},$$

se compose de deux termes :

Le courant de déplacement dans l'éther

$$D_0 = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial Z}{\partial t},$$

et le courant de convection  $D_1$  dû au déplacement des électrons des  $n$  molécules que contient l'unité de volume. On a  $D = D_0 + D_1$ , et

$$K - 1 = \frac{4\pi D_1}{\frac{\partial Z}{\partial t}}.$$

Le déplacement  $\zeta$  suivant OZ des électrons d'une molécule est donné par la formule (14). Le terme de  $D_1$  relatif à cette molécule est si l'on emploie la notation imaginaire :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = i \frac{2\pi}{T} \zeta;$$

de même on a :

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = i \frac{2\pi}{T} Z.$$

Ces deux équations donnent :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{\zeta}{Z} \frac{\partial Z}{\partial t}.$$

Pour les  $n$  molécules placées et orientées au hasard

$$D_1 = \Sigma \frac{\partial \zeta}{\partial t} = n \frac{(\zeta)_m}{Z} \frac{\partial Z}{\partial t}.$$

$(\zeta)_m$  représentant la valeur moyenne de  $\zeta$ .

On en déduit la constante diélectrique K :

$$K - 1 = \mu^2 - 1 = 4\pi n \frac{(\zeta)_m}{Z}.$$

Le calcul de  $(\zeta)_m$  donné dans la note 2 est analogue à celui de Lord Rayleigh pour les valeurs moyennes de  $\xi^2$ ,  $\eta^2$ ,  $\zeta^2$ . On trouve :

$$(19) \quad \frac{(\zeta)_m}{Z} = \frac{A + B + C}{3}.$$

La valeur de la réfraction est donc :

$$\mu^2 - 1 = \frac{4\pi n}{3} (A + B + C).$$

d) *Relation entre le degré de polarisation et l'intensité de la lumière diffusée latéralement.* — Nous avons obtenu, en fonction des paramètres A, B, C qui dépendent des propriétés de la molécule, les trois quantités :

$$(20) \quad \rho = \frac{i}{I} = \frac{2(\Sigma A^2 - \Sigma BC)}{4\Sigma A^2 + \Sigma BC}$$

$$(21) \quad R = \frac{(x_1^2 + x_2^2)r^2}{2Z^2} = \frac{8}{15} (6\Sigma A^2 - \Sigma BC)$$

$$(22) \quad \mu^2 - 1 = \frac{4\pi n}{3} \Sigma A.$$

On discute facilement ces équations en considérant A, B, C comme les coordonnées courantes d'un point du plan fixe (22). Ce point est assujéti à se déplacer à l'intérieur du triangle MNP également incliné sur les trois axes. Soit H le pied de la perpendiculaire abaissée de l'origine sur le plan MNP.

Les équations (20) et (21) représentent deux surfaces variables qui dépendent des paramètres  $\rho$  et R. Ces deux quadriques sont de révolution autour de l'axe OH. Lorsque le point (A, B, C) décrit un cercle de centre H,  $\rho$  et R conservent la même valeur. Lorsque le rayon du cercle H augmente,  $\Sigma A^2$  augmente,  $\Sigma A$  reste fixe, donc  $\Sigma BC$  diminue. On voit ainsi

facilement que dans ce cas  $R$  et  $\rho$  augmentent. La valeur de  $R$  est donc d'autant plus grande que la polarisation est moins complète.

Au point  $H$  la polarisation est totale et  $R$  a la valeur prévue par Lord Rayleigh ; aux points  $M$ ,  $N$  et  $P$ ,  $\rho$  est maximum

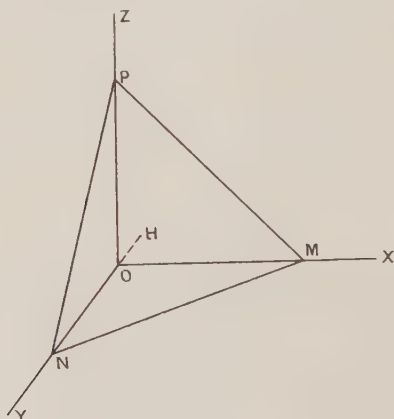


Fig. 2.

(égal à  $\frac{1}{2}$ ) et  $R$  devient 3,6 fois plus grand que dans le cas des particules sphériques.

L'étude des relations (20) (21) (22) conduit aux conclusions suivantes :

<sup>10</sup> Si les molécules sont isotropes,  $A = B = C$  et l'on a :

$$\begin{aligned}\mu^2 - 1 &= 4\pi nA, \\ \rho &= 0,\end{aligned}$$

et :

$$(23) \quad R = \frac{\pi^2}{2} (\mu^2 - 1)^2 \frac{1}{n\lambda^4}.$$

La proportion de lumière diffusée suivant  $OY$  serait deux fois plus grande si la lumière incidente était polarisée dans le plan  $XOY$ . On retrouve ainsi la formule (11) de Lord Rayleigh. Si le volume diffusant est de  $V \text{ cm}^3$

$$R = \frac{\pi^2}{2} (\mu^2 - 1)^2 \frac{V}{n\lambda^4}.$$

2° Supposons connu et égal à  $\mu$  l'indice de réfraction du gaz. Si l'on ne sait rien sur l'anisotropie des molécules, il est impossible de déduire le nombre  $n$  (et par suite la constante d'Avogadro) des mesures faites sur l'intensité de la lumière diffusée par les molécules gazeuses. On peut affirmer cependant que cette intensité est minima — pour un indice de réfraction donné — dans le cas des molécules isotropes. Si donc on mesure la valeur de  $R$  pour un gaz dont les molécules sont anisotropes, et si, à partir de la valeur mesurée, on calcule  $n$  à l'aide de la formule 23, *on doit trouver pour  $n$  une valeur trop faible.*

3° Mais on peut toujours mesurer  $\rho$  et  $R$ ; ces deux mesures sont nécessaires à la détermination de  $n$ . Pour écrire la relation entre  $n$ ,  $R$  et  $\rho$ , éliminons  $\Sigma A^2$  et  $\Sigma BC$  entre les équations :

$$(24) \quad \begin{cases} 2(2\rho - 1)\Sigma A^2 + (\rho + 2)\Sigma BC = 0 \\ 6\Sigma A^2 - \Sigma BC = \alpha \\ \Sigma A^2 + 2\Sigma BC = \beta^2. \end{cases}$$

On obtient cette dernière équation en élevant au carré les deux membres de (22). On a posé :

$$\alpha = \frac{R}{8 \frac{\pi^4 n}{15 \cdot \lambda^4}} \quad \beta = \frac{3(\mu^2 - 1)}{4\pi n}.$$

L'élimination donne :

$$\alpha = 10\beta^2 \frac{1 + \rho}{6 - 7\rho}.$$

On en tire :

$$(25) \quad R = 3\pi^2 \frac{(\mu^2 - 1)^2}{n\lambda^4} \frac{1 + \rho}{6 - 7\rho}.$$

Cette formule généralisée permet de déduire  $n$  des mesures déjà effectuées sur le bleu du ciel par Abbot et Fowle.

e) *Calcul de  $n$ .* — Dans l'air la polarisation n'est pas complète; le nombre  $n_1$  — obtenu à partir de la formule appro-

chée (23) — est trop faible. Les résultats des mesures que je décrirai dans la troisième partie de ce travail permettent de le corriger. L'intensité de la lumière diffusée latéralement par les 0,21 parties d'oxygène, les 0,78 parties d'azote et les 0,01 parties d'argon que contient un  $\text{cm}^3$  d'air sec, a pour expression :

$$R = \frac{3\pi^2}{n\lambda^4} \left\{ \frac{0,21(\mu_1^2 - 1)^2(1 + \rho_1)}{6 - 7\rho_1} + \right. \\ \left. + \frac{0,78(\mu_2^2 - 1)^2(1 + \rho_2)}{6 - 7\rho_2} + \frac{0,01(\mu_3^2 - 1)^2(1 + \rho_3)}{6 - 7\rho_3} \right\}$$

les indices 1, 2 et 3 étant relatifs à l'oxygène, à l'azote et à l'argon. On en tire :

$$\frac{n}{n_1} = 6 \left\{ 0,21 \left( \frac{\mu_1 - 1}{\mu - 1} \right)^2 \cdot \frac{1 + \rho_1}{6 - 7\rho_1} + \right. \\ \left. + 0,78 \left( \frac{\mu_2 - 1}{\mu - 1} \right)^2 \cdot \frac{1 + \rho_2}{6 - 7\rho_2} + 0,01 \left( \frac{\mu_3 - 1}{\mu - 1} \right)^2 \cdot \frac{1 + \rho_3}{6 - 7\rho_3} \right\}.$$

J'ai obtenu :

$$\rho_1 = 0,028, \quad \rho_2 = 0,054, \quad \rho_3 = 0,$$

ce qui donne :

$$\frac{n}{n_1} = 0,842 + 0,219 + 0,009 = 1,07.$$

J'ai comparé d'autre part l'intensité lumineuse diffusée par l'azote et l'oxygène à celle que diffuse l'argon, et j'ai trouvé :

$$\frac{R_{N_2}}{R_A} = 1,206, \quad \frac{R_{O_2}}{R_A} = 1,12.$$

En admettant dans le cas de l'argon (gaz monoatomique dont la molécule est isotrope) une diffusion de la lumière conforme à la loi de Lord Rayleigh, ou aurait sans autre hypothèse :

$$R = \frac{\pi^2(\mu^2 - 1)^2}{2n\lambda^4} \left\{ 0,21 \times 1,12 + 0,78 \times 1,206 + 0,01 \right\} \frac{(\mu_A^2 - 1)^2}{\mu^2 - 1}.$$

D'où l'on tire :

$$\frac{n}{n_1} = 1,186 \times 0,928 = 1,10.$$

L'erreur commise en confondant  $n$  et  $n_1$  est donc voisine de  $1/10$ . Les bonnes mesures de Fowle sur la transparence de l'atmosphère conduisent à adopter :

$$n_1 = 2,69 \times 10^{19}.$$

Il est nécessaire de corriger ce nombre, et l'on a :

$$\text{soit} \quad n = 2,69 \times 1,07 = 2,88,$$

$$\text{soit} \quad n = 2,69 \times 1,10 = 2,96,$$

J'admettrai :

$$n = 2,92 \times 10^{19}$$

ce qui donne pour la constante d'Avogadro (nombre de molécules contenu dans 32 gr. d'oxygène) :

$$65,4 \times 10^{23}.$$

Le tableau suivant donne les valeurs de  $n$  et de  $\mathcal{K}$  d'après les mesures de Millikan, Rutherford, Fowle et Perrin.

| Millikan | Rutherford | Fowle       |         | Perrin |
|----------|------------|-------------|---------|--------|
|          |            | Non corrigé | Corrigé |        |
| 2,71     | 2,78       | 2,69        | 2,92    | 3,06   |
| 60,7     | 62,3       | 60,3        | 65,4    | 68,5   |

Note 1. — Calcul de  $\frac{(\xi^2)_m}{Z}$  et  $\frac{(\zeta^2)_m}{Z}$ .

$$(1) \begin{cases} \frac{\xi}{Z} = A \cos UZ \cos XU + B \cos VZ \cos XV + C \cos WZ \cos XW \\ \frac{\zeta}{Z} = A \cos UZ \cos ZU + B \cos VZ \cos ZV + C \cos WZ \cos ZW. \end{cases}$$

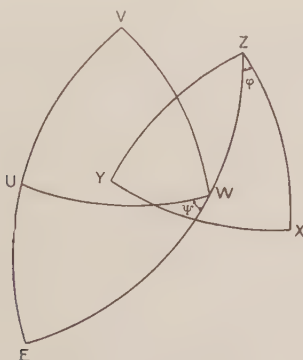


Fig. 3.

Lord Rayleigh introduit les 3 variables

$\theta = \text{angle WZ}$

$\varphi = \text{dièdre WZX}$

$\psi = \text{dièdre UWE}$

et trouve :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\xi}{Z} = -A \sin \theta \cos \psi (-\sin \varphi \sin \psi + \cos \varphi \cos \psi \cos \theta) \\ \quad + B \sin \theta \sin \psi (-\sin \varphi \cos \psi - \cos \varphi \sin \psi \cos \theta) \\ \quad + C \cos \theta \sin \psi \cos \varphi. \\ \frac{\zeta}{Z} = A \sin^2 \theta \cos^2 \psi + B \sin^2 \theta \sin^2 \psi - C \cos^2 \theta. \end{array} \right.$$

On élève au carré et on prend la moyenne de chaque terme :

1° Lorsque ( $\theta$  et  $\psi$  restant fixes) la molécule tourne autour de OW.

2° Lorsque W occupe toutes les positions possibles sur la sphère de centre O.

On obtient :

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{(\xi^2)_m}{Z} = \frac{1}{15} (\Sigma A^2 - \Sigma BC) \\ \frac{(\zeta^2)_m}{Z} = \frac{1}{15} (3\Sigma A^2 + 2\Sigma BC). \end{array} \right.$$

*Note 2.* — Calcul de  $\frac{(\zeta)_m}{Z}$ .

On a :

$$\frac{\zeta}{Z} = A \sin^2 \theta \cos^2 \psi + B \sin^2 \theta \sin^2 \psi + C \cos^2 \theta.$$

1° L'axe OW restant fixe, la molécule tourne autour de OW :

$$(\cos^2 \psi)_{\text{moyen}} = (\sin^2 \psi)_{\text{moyen}} = \frac{\int_0^\pi (\cos^2 \psi + \sin^2 \psi) d\psi}{2 \int_0^\pi d\psi} = \frac{1}{2};$$

on a :

$$\frac{\zeta}{Z} = \frac{A+B}{2} \sin^2 \theta + C \cos^2 \theta = \frac{A+B}{2} + \left( C - \frac{A+B}{2} \right) \cos^2 \theta$$

$2^0$  W occupe toutes les positions possibles sur la sphère de centre O :

$$(\cos^2 \theta)_{\text{moyen}} = \frac{\int \int \cos^2 \theta \sin \theta d\theta d\varphi}{\int \int \sin \theta d\theta d\varphi} = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \theta d\theta} = \frac{1}{3} ;$$

d'où l'on tire :

$$\frac{(\zeta)_{\text{m}}}{Z} = \frac{A + B + C}{3} .$$

### CHAPITRE III

#### SUR LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE PAR UN FLUIDE QUELCONQUE

Après avoir évalué l'intensité lumineuse que diffuse une particule unique, nous avons envisagé le cas d'un très grand nombre de centres diffusants, seul susceptible d'une vérification expérimentale. J'ai écarté jusqu'ici les difficultés nouvelles qui se présentent lorsqu'on passe d'une particule isolée à un milieu trouble.

Il y aurait d'une part à tenir compte de l'action mutuelle des particules, et d'autre part à faire interférer en chaque point de l'espace les vibrations émises par toutes les particules éclairées (<sup>1</sup>).

Le cas le plus simple est celui d'un gaz transparent voisin de l'état parfait. On peut négliger les forces qu'exercent sur une molécule les molécules environnantes; on sait de plus que la propagation de la lumière est à peine modifiée par les gaz transparents, et chaque molécule peut être étudiée comme si elle était isolée dans le vide. Ces hypothèses ne sont pas rigoureusement légitimes dans le cas des liquides. En particulier les actions mutuelles entre molécules ne sont plus négligeables, et par suite des irrégularités dans la

(<sup>1</sup>) H.-A. LORENTZ, *Proceed. Amst.*, XIII, p. 93, 1910.

distribution des molécules les forces qui s'exercent sur chacune d'elles sont différentes de l'une à l'autre et variables avec le temps. Nous supposerons en première approximation qu'au point de vue de la diffusion de la lumière ces actions mutuelles ont assez peu d'importance pour qu'on puisse négliger leurs variations dans l'espace et dans le temps.

a) *Calcul de la constante diélectrique d'un liquide.* — Il est clair que, dans les liquides, les molécules agissent les unes sur les autres; s'il n'en était pas ainsi le spectre d'absorption d'un liquide coïnciderait avec celui de sa vapeur. Nous devons cependant admettre qu'elles conservent leur individualité. Soit  $Z$  le champ électrique qui agit sur chacune d'elles; il ne se confond plus ici avec le champ extérieur  $Z_e$ , comme dans le cas des gaz, mais il est la somme des deux champs partiels  $Z_e$  et  $Z_p$  et ce second terme  $Z_p = 4\pi P$  est le champ supplémentaire que produit la polarisation des molécules voisines.

J'admettrai que les 3 vecteurs  $Z$ ,  $Z_e$ , et  $Z_p$  ont même direction et je calculerai la constante diélectrique  $K$  en fonction des coefficients  $A$ ,  $B$ ,  $C$  relatifs à chaque molécule. Avec les notations employées précédemment :

$$\frac{K}{4\pi} \frac{\partial Z_e}{\partial t} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial Z_e}{\partial t} + D_1.$$

$D_1$  est le courant de convection dû au déplacement des électrons des  $n$  molécules que contient l'unité de volume. C'est encore la dérivée par rapport au temps de la polarisation  $P$  :

$$D_1 = \frac{\partial P}{\partial t} = \sum \frac{\partial \zeta}{\partial t} = n \frac{(\zeta)_m}{Z} \frac{\partial Z}{\partial t}.$$

Mais :

$$Z = Z_e + 4\pi P;$$

on en déduit :

$$\frac{\partial Z}{\partial t} \left( 1 - 4\pi n \frac{(\zeta)_m}{Z} \right) = \frac{\partial Z_e}{\partial t},$$

et :

$$D_1 = n \frac{(\zeta)_m}{Z} \frac{\frac{\partial Z}{\partial t}}{1 - 4\pi n \frac{(\zeta)_m}{Z}}$$

$\frac{(\zeta)_m}{Z}$  a été trouvé égal à  $\frac{A+B+C}{3}$ . On a donc :

$$\frac{\mu^2 - 1}{4\pi} = \frac{K - 1}{4\pi} = \frac{\frac{n}{3}(A+B+C)}{1 - \frac{4\pi n}{3}(A+B+C)},$$

et :

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = \frac{4\pi n}{3} (A+B+C) \quad (1).$$

Si nous nous limitons au cas de molécules isotropes, la vibration  $z$  qu'envoie au point M de OY la molécule O a pour expression :

$$z = \frac{4\pi^2}{r\lambda^2} z = \frac{\pi}{rn\lambda^2} \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} Z.$$

b) *Composition des vibrations diffusées en un point par les différentes molécules d'un corps solide liquide ou gazeux (d'après Lorentz).* — Il reste à composer les vibrations qu'envoient au point M toutes les molécules éclairées : « Si les particules étaient immobiles, écrivait Lord Rayleigh<sup>(2)</sup>, les ondes particulières émises par chacune d'elles « dans une certaine direction auraient des différences de « phase invariables et la perturbation résultante s'obtient « en composant les vibrations produites par chaque « particule. Mais cette hypothèse est loin de la réalité.

(1) Lorsqu'on passe du liquide à sa vapeur la somme  $A+B+C$  augmente légèrement, comme si le rapprochement des molécules diminuait les forces de restitution  $k_u, k_v, k_w$  définies plus haut. On a, par exemple, en désignant par  $d$  la masse spécifique :

|                                                                         | Eau   | Chlorure<br>de méthyle | éther |
|-------------------------------------------------------------------------|-------|------------------------|-------|
| $\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} \cdot \frac{1}{d}$ (raie D) { Liquide. . . | 0,206 | 0,228                  | 0,303 |
| { Vapeur. . .                                                           | 0,212 | 0,255                  | 0,308 |

(2) LORD RAYLEIGH, *Phil. Mag.*, XLI, 1871.

« Par suite de la petitesse extrême de la longueur d'onde, le moindre mouvement d'une particule produit des altérations de phase dépassant plusieurs périodes en un temps plus court que la plus courte impression perceptible ». Lord Rayleigh en a conclu qu'il fallait traiter les molécules des gaz comme des sources de lumière incohérentes et, au lieu de chercher à composer les vibrations, ajouter les intensités diffusées par chacune d'elles.

H.-A. Lorentz a donné du problème une solution plus générale <sup>(1)</sup>. Supposons les dimensions de la masse diffusante O petites par rapport à la distance  $OM = r$ , et cherchons à évaluer la vibration lumineuse au point M (Fig. 1) en admettant que chaque molécule donne en ce point, au temps  $t + \frac{r}{\gamma}$ , une composante :

$$a \cos(\omega t - \theta),$$

dont l'amplitude  $a$  est la même pour toutes les molécules, et dont la phase à l'origine  $\theta$  est une fonction linéaire des coordonnées X et Y de la molécule à l'instant  $t$ . Cela revient à admettre que la masse gazeuse n'exerce pas d'absorption sensible sur la radiation incidente et à négliger les irrégularités qui se produisent dans les actions mutuelles des molécules.

Découpons la masse diffusante en un très grand nombre de tranches égales par des plans équidistants parallèles au plan de symétrie des deux directions XO et OY. Les molécules comprises à un moment donné dans une de ces tranches, en supposant son épaisseur assez petite par rapport à la longueur d'onde de la radiation dans le milieu, envoient au point M des vibrations en concordance de phase. Si deux tranches sont à une distance l'une de l'autre égale à  $\lambda \frac{\sqrt{2}}{2}$ , les vibrations qui viennent de ces deux tranches sont encore

(1) H.-A. LORENTZ, *loc. cit.*, p. 104.

concordantes. Soit donc, une première division de la masse gazeuse en tranches A, B, C, ..., d'épaisseur constante et égale à  $\lambda \frac{\sqrt{2}}{2}$ . Divisons à son tour chacune de ces tranches en un très grand nombre  $k$  de petites tranches d'égale épaisseur  $a_1, a_2, \dots, a_k; b_1, b_2, \dots, b_k$ ; etc. Les vibrations envoyées par  $a_1, b_1, c_1, \dots$ , sont concordantes. Soit  $n_1$  le nombre total des molécules contenues dans le volume 1 formé par l'ensemble de ces tranches, elles donnent en M la vibration :

$$n_1 a \cos(\omega t - \theta_1);$$

de même l'ensemble 2 donne la vibration :

$$n_2 a \cos(\omega t - \theta_2); \quad \text{etc...}$$

On a le vecteur résultant :

$$(26) \quad A = a \sum_{p=1}^{p=k} n_p \cos(\omega t - \theta_p),$$

avec :

$$\theta_p - \theta_{p-1} = \frac{2\pi}{k}.$$

Pour éviter d'encombrer les formules par l'expression des faibles vibrations résiduelles, on supposera tous les volumes 1, 2, 3, ..., égaux, ce qui revient à choisir convenablement la forme géométrique du volume diffusant, et on fera successivement l'hypothèse d'une répartition uniforme, puis d'une répartition irrégulière.

1° Répartition uniforme : Nous pouvons poser :

$$n_1 = n_2 = \dots n_k = n,$$

et nous aurons :

$$A = na \sum_{p=0}^{p=k-1} \cos\left(\omega t - \theta_1 - \frac{2p\pi}{k}\right) = 0.$$

Il n'y a pas de lumière diffusée par un système de particules uniformément distribuées (1).

(1) Cette conclusion peut s'appliquer aux cristaux. Les particules (atomes ou molécules) y sont périodiquement réparties

2° Répartition irrégulière : On admet au contraire que, dans les liquides et les gaz, la distribution de la matière à un moment donné, n'est pas exactement la même autour de deux points quelconques A et B. L'homogénéité n'apparaît que si l'on considère autour de ces deux points des volumes assez grands ou si l'on prend la moyenne de leurs propriétés pendant un intervalle de temps suffisant. Les nombres  $n_1, n_2, \dots$ , de molécules que contiennent à un moment donné nos petits volumes 1, 2, ..., sont différents, et nous ne savons plus calculer immédiatement la somme 26.

Soit toujours  $n$  le nombre de molécules que contiendrait chaque volume élémentaire si la répartition était homogène : La quantité :

$$\varphi_p = \frac{n_p - n}{n}$$

est la fluctuation de densité dans le volume  $p$ .

Remplaçons  $n_p$  par sa valeur  $n_p = n(1 + \varphi_p)$ , nous avons :

$$A = na \sum \cos(\omega t - \theta_p) + na \sum \varphi_p \cos(\omega t - \theta_p).$$

Le premier terme est nul, comme on vient de le voir en étudiant la répartition régulière. Il reste donc ici :

$$A = na \sum \varphi_p \cos(\omega t - \theta_p).$$

L'éclairement au point M est proportionnel à la valeur moyenne de  $A^2$  pendant le temps que dure l'observation. H.-A. Lorentz a calculé cette valeur moyenne et a obtenu :

$$(27) \quad (A^2)_m = n^2 a^2 (\varphi^2)_m.$$

suivant les mailles d'un réseau de parallélipèdes dont les dimensions sont très petites par rapport aux longueurs d'onde des radiations visibles et ultraviolettes ; un cristal homogène doit donc être optiquement vide. R.-J. STRUTT (*Proc. of the Roy. Soc. Lond.*, p. 476, 1919) a étudié la « Diffusion de la lumière par les substances solides ». Les verres, le quartz enfumé diffusent latéralement de la lumière fortement polarisée. Un échantillon de quartz blanc et clair diffusait huit fois plus que de l'air exempt de poussières. STRUTT attribue dans tous les cas cette faible diffusion à des inclusions.

$(\varphi^2)_m$  désignant le carré moyen de la fluctuation de densité dans chacun des volumes élémentaires  $1, 2, \dots, k$ .

Dans le cas d'un gaz parfait  $(\varphi^2)_m = \frac{1}{n}$ , et l'on a :

$$(28) \quad (A^2)_m = n a^2.$$

On retrouve la conclusion de Lord Rayleigh : l'intensité de la lumière diffusée est proportionnelle au nombre des molécules éclairées.

c) *Application de la Théorie d'Einstein-Keesom.* — Après Smoluchowski <sup>(1)</sup>, Einstein <sup>(2)</sup> et Keesom <sup>(3)</sup> ont cherché à établir une théorie générale de la diffusion de la lumière par les fluides sans faire intervenir individuellement les molécules. Le fluide peut être décomposé en petits volumes élémentaires dont l'indice diffère légèrement, par suite des fluctuations de densité, de l'indice moyen  $\mu_0$  du fluide. La diffusion de la lumière qui résulte de ces variations de réfringence a pour expression :

$$(29) \quad R_K = \frac{\pi^2}{18\lambda^4} (\mu_0^2 - 1)^2 (\mu_0^2 + 2) (\varphi^2)_m.$$

Keesom a pu vérifier cette théorie au voisinage du point critique où se forment de place en place des essais très denses qui ne se désagrègent que lentement et qui diffusent une intensité de lumière supérieure à celle que diffuseraient les molécules d'un gaz <sup>(4)</sup>.

<sup>(1)</sup> M. SMOLUCHOWSKI, *Bull. de l'Acad. des Sc. de Cracovie*, 1906 et 1907.

<sup>(2)</sup> A. EINSTEIN, *Annalen der Phys.*, t. XXXIII, p. 1275, 1910.

<sup>(3)</sup> H. KEESOM, *Ibid.*, t. XXXV, p. 591, 1911.

<sup>(4)</sup> Pour un liquide peu compressible, loin du point critique, la proportion de lumière  $R_k$  diffusée d'après la formule d'Einstein (29) est différente de celle qu'on obtiendrait en ajoutant les intensités diffusées par chaque molécule, c'est-à-dire :

$$(30) \quad R_L = \frac{9\pi^2}{2\lambda^4} \left( \frac{\mu_0^2 - 1}{\mu_0^2 + 2} \right)^2 \cdot \frac{1}{n}.$$

Les mesures de KREUSSLER (*Ann. der Phys.*, VI, p. 412, 1901),

Dans le cas d'un gaz parfait on retombe d'ailleurs sur la formule de Lord Rayleigh, comme l'a fait remarquer Einstein.

d) *Conclusion.* — Il résulte donc de la longue analyse qui fait l'objet de ces trois premiers chapitres qu'il est difficile d'imaginer, pour la diffusion de la lumière par les gaz transparents, d'autres lois que celles qui dérivent de la théorie de Lord Rayleigh et d'autres expressions quantitatives que les formules 11, 23 et 25. En arrivant à mettre ce phénomène en évidence par une expérience de laboratoire on aura pour atteindre la constante d'Avogadro une méthode dégagée de toute hypothèse arbitraire.

## DEUXIÈME PARTIE

### LE BLEU DU CIEL

#### CHAPITRE IV

##### OBSERVATIONS D'ABBOT ET FOWLE SUR LA TRANSPARENCE DE L'ATMOSPHÈRE

a) *Résumé des recherches antérieures.* — Lorsqu'en 1899 Lord Rayleigh attribua pour la première fois l'absorption atmosphérique aux molécules des gaz permanents de l'air, les observations de Bouguer permettaient déjà de vérifier cette hypothèse.

En comparant les éclats des astres à différentes hauteurs

EWAN et ASCHKINASS (*Wied. Ann.*, LV, p. 401, 1895) sur la transparence de l'eau entre les bandes d'absorption sélective paraissent d'accord avec la formule (30) et non pas avec la formule (29). La théorie d'Einstein donne des résultats six fois trop faibles : les molécules de l'eau se comporteraient donc comme des sources de lumière incohérentes.

au-dessus de l'horizon, Bouguer avait obtenu le coefficient de transmission atmosphérique suivant la verticale. Le résultat était voisin de 0,8 pour une longueur d'onde de 6000 et une couche d'air de 8 km. 3 sous la pression normale, ce qui donnait pour le nombre  $n_0$  des molécules gazeuses par centimètre cube :

$$n_0 = 0,7 \times 10^{19}.$$

Cette valeur est quatre fois trop faible. Lord Rayleigh en conclut que « les molécules suffiraient à donner un ciel bleu, mais beaucoup plus sombre que celui dont nous jouissons actuellement ».

Divers auteurs, au lieu de mesurer directement l'absorption atmosphérique, ont comparé l'éclat du ciel à celui du soleil, mais la vérification de la théorie de Lord Rayleigh devenait plus difficile parce qu'on ne connaît pas exactement la fraction de lumière que renvoie la surface terrestre. Les mesures de Majorana sur le cratère de l'Etna et de Sella au Mont-Rose avaient été faites en lumière complexe. Ces observateurs comparaient la lumière bleue du ciel à la lumière blanche du soleil et le résultat obtenu ne pouvait être que grossièrement approché. Bauer et Moulin reprirent ces expériences en 1910 à l'observatoire du Mont-Blanc et firent une série d'observations spectrophotométriques qui donnèrent pour  $n_0$  des valeurs comprises entre :

$$2 \times 10^{19} \quad \text{et} \quad 3 \times 10^{19},$$

en admettant que l'albedo de la terre (mal connu) est voisin de 0,5. Ces résultats ont l'ordre de grandeur prévu.

b) *Recherches entreprises à l'observatoire de la « Smithsonian Institution »*. — Les observations précédentes avaient établi que l'absorption atmosphérique est à peu près celle que produirait une masse gazeuse dans laquelle chaque molécule diffuserait de la lumière suivant la loi de Lord Rayleigh. Mais il fallait encore expliquer les variations continuelles, parfois très grandes, de la transparence de

l'atmosphère et mettre en évidence, dans la complexité du phénomène qu'on mesure, l'action constante des gaz permanents de l'air. Fowle y est parvenu à la suite d'une très longue série d'observations faites de 1905 à 1913, à Washington, au mont Wilson, au mont Whitney et à Bas-sour (Algérie).

Dès 1901 les Directeurs de l'« Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution », Langley puis Abbot, avaient orienté leurs principales recherches sur la définition et la mesure de la constante solaire, son intensité pour différentes radiations, l'action de l'enveloppe solaire et de l'atmosphère terrestre <sup>(1)</sup>. Ce fut l'origine d'une étude systématique de l'absorption atmosphérique <sup>(2)</sup> qui permit à Fowle de préciser le rôle des poussières, de l'humidité, des molécules de l'air sec et d'arriver par la formule de Lord Rayleigh à une bonne valeur du nombre d'Avogadro. L'examen critique et l'interprétation des observations d'Abbot et Fowle ont déjà fait l'objet de plusieurs mémoires <sup>(3)</sup>. Il y a lieu de rappeler ici brièvement ces recherches qui ont abouti, avant toute expérience de laboratoire, à la vérification des lois prévues par Lord Rayleigh.

c) *Définition du coefficient de transparence de l'atmosphère suivant la verticale (formule de Langley)*. — Si les

<sup>(1)</sup> *Annals of the Astro. Observat. of the Smithsonian Inst.*, II, (1908) et III (1913).

<sup>(2)</sup> F.-E. FOWLE, *Astro. Journal* : « The Spectroscopic Determination of aqueous Vapor », XXXV, p. 149, 1912 ; « The Determination of aqueous Vapor above Mount Wilson », XXXVII, p. 359, 1913 ; « The non selective Transmissibility of Radiation through dry and moist Air », XXXVIII, p. 392, 1913 ; « Avogadro's Constant and atmospheric Transparency », XL, p. 435, 1914 ; « The Transparency Aqueous Vapor », XLII, p. 394, 1915.

<sup>(3)</sup> A. SCHUSTER, *Nature*, LXXXI, p. 97, 1909 ; L. NATANSON, *Bull. Int. de l'Ac. des Sciences*, Cracovie, p. 915, 1910 ; L. VESSOT-KING, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, CCXII, p. 392, 1912 ; *Nature*, XCIII, p. 557, 1914.

gaz permanents de l'air agissaient seuls, on pourrait admettre, par une radiation homogène, la loi exponentielle de Bouguer et Lambert :

$$(31) \quad E = E_0 a^{\frac{P - P_0}{P_0} m},$$

où :

$E_0$  représente le flux lumineux hors de l'atmosphère ;

$E$  le flux qui arrive à l'observateur ;

$a$  la fraction que transmet, suivant la verticale, l'atmosphère à la pression normale  $P_0$  ;

$m$  le rapport entre la masse d'air traversée et celle que traverserait un rayon de lumière vertical ;

$P$  la pression barométrique actuelle.

Mais les expériences de Langley au mont Whitney, en 1881, avaient déjà mis en évidence l'inexactitude de cette formule. Deux tranches d'air successives, et qui donnent un même accroissement de pression, ne transmettent pas la même fraction du flux incident. Ces couches horizontales sont d'autant moins transparentes qu'on se rapproche davantage de la surface du sol et du niveau de la mer. Il faut tenir compte de l'humidité, de la brume et des poussières plus abondantes dans les couches inférieures et soumises à des changements continuels. Langley émit l'hypothèse suivante qui représente bien les faits observés. « On suppose que l'atmosphère peut être partagée en  $n$  couches concentriques d'épaisseur telle qu'elles produiraient séparément une même pression barométrique. On choisit le nombre  $n$  assez grand pour que la transparence de chacune d'elles soit sensiblement uniforme. Les coefficients de transmission des couches éclairées normalement  $a_1, a_2, \dots, a_n$  varient d'une couche à l'autre » <sup>(1)</sup>.

Observons un faisceau de lumière homogène dont la direc-

(<sup>1</sup>) *Annals of the Astro. Observ.*, II, p. 14, 1908.

tion nous est donnée par la distance zénithale  $z$  de la source céleste.

En posant  $\sec z = m$ , nous avons :

$$(32) \quad \begin{aligned} E &= E_0 a_1^m a_2^m \dots a_n^m, \\ E &= E_0 a^m, \end{aligned}$$

en posant :

$$a = a_1 a_2 \dots a_n.$$

C'est la formule de Langley <sup>(1)</sup>.

Le nombre  $a$  est susceptible d'une seconde interprétation. Imaginons que, dans chacune des couches précédentes, l'absorption soit produite par des particules  $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ , de nature différente et sans action les unes sur les autres. Désignons par  $a_{1\alpha}$  le coefficient de transmission qu'aurait la couche 1 si les particules  $\alpha$  s'y trouvaient seules, etc.; nous avons :

$$a_1 = a_{1\alpha} a_{1\beta} a_{1\gamma} \dots$$

et

$$\begin{aligned} E &= E_0 (a_1 a_2 \dots a_n)^m \\ &= E_0 (a_{1\alpha} a_{2\alpha} \dots a_{n\alpha})^m (a_{1\beta} a_{2\beta} \dots a_{n\beta})^m \dots \\ &= E_0 a_\alpha^m a_\beta^m a_\gamma^m \dots = E_0 a^m \end{aligned}$$

en posant :

$$(33) \quad a = a_\alpha a_\beta a_\gamma \dots$$

Le coefficient  $a$  est le produit des coefficients de transmission  $a_\alpha, a_\beta, a_\gamma, \dots$ , relatifs aux particules supposées distribuées d'une manière quelconque dans l'atmosphère. Les particules  $\alpha$  peuvent être les molécules de l'air sec. Il est

(1) Tant que la distance zénithale est inférieure à  $70^\circ$  on peut vérifier, en tenant compte de la courbure de la terre et des variations de l'indice de réfraction de l'atmosphère, que l'angle d'incidence est sensiblement le même sur toutes les couches.

L'erreur sur l'évaluation de la masse d'air traversée est inférieure à  $\frac{1}{100}$  lorsqu'on pose tous les exposants égaux à  $m$ .

alors légitime d'appliquer au coefficient  $a_a$ , lorsque la pression change (par exemple en deux stations d'altitude différente) la loi de Bouguer et Lambert. Soit  $P$  la pression actuelle en centimètres de mercure. Nous poserons :

$$a_a = a_a^{\frac{P}{76}}.$$

Si le facteur  $a_\beta$  représente le coefficient de transmission de la vapeur d'eau atmosphérique nous pouvons écrire :

$$a_\beta = a_w^w$$

en désignant par  $w$  la hauteur d'eau qui, évaporée dans une colonne de même section, donnerait la vapeur absorbante, et par  $a_w$  le coefficient de transmission qu'aurait une colonne de vapeur équivalente à 1 cm. d'eau.

On peut enfin représenter par  $a_\gamma$  le coefficient de transmission relatif aux particules de dimensions relativement grandes (gouttelettes et poussières solides).

Cette assimilation de l'atmosphère à un milieu trouble, composé de couches homogènes concentriques à la terre, dont chacune garderait pendant plusieurs heures une transparence uniforme, n'est pas toujours légitime, même dans les stations les plus favorisées. Mais lorsque le temps est beau et que la loi de Langley se vérifie nous pouvons poser :

$$(34) \quad \log a = \frac{P}{P_0} \log a_a + w \log a_w + \log a_\gamma,$$

le premier terme du second membre étant relatif aux gaz permanents de l'air ; le second à la vapeur d'eau ; le troisième aux particules étrangères de plus grandes dimensions ;  $a$  varie d'autant moins d'un jour à l'autre que les particules étrangères ont moins d'action.

d) *Mesure du coefficient de transparence  $a$ .* — La source de lumière est le soleil. On suppose  $E_0$  constant pendant toute la durée d'une série d'observations (plusieurs heures)

et l'on mesure avec un spectrohéliomètre enregistreur la valeur de  $E$  pour un certain nombre de radiations et différentes hauteurs du soleil. On étudie graphiquement les résultats en portant en abscisses les valeurs de  $m$ , et en ordonnées celles de  $\log E$ .

Lorsque les points obtenus se placent sur une droite, on peut admettre que la transparence de l'atmosphère n'a pas varié pendant les mesures et que l'emploi de la formule de Langley est légitime. Cette formule devient, en effet, lorsqu'on passe aux logarithmes vulgaires :

$$(35) \quad \log E = m \log a + \log E_0.$$

La pente de la droite donne  $\log a$ .

La précision de la mesure dépend uniquement du degré d'exactitude de la loi de Langley et de la précision avec laquelle on lit le *rapport* de deux déviations du galvanomètre enregistreur <sup>(1)</sup>. Abbot a vérifié <sup>(2)</sup> que la distance de chaque point ( $m, \log E$ ) à la meilleure droite représentative est attribuable aux erreurs accidentelles. Les écarts sont faibles et distribués au hasard. Les jours de beau temps la transparence de l'atmosphère est donc remarquablement uniforme et reste constante pendant plusieurs heures. Le coefficient  $a$  a une valeur bien définie. Il semble que l'erreur probable sur  $\log a$  soit voisine de 0,003.

e) *Résultats obtenus de 1902 à 1913*. — Au mont Wilson, lorsque le temps était beau,  $a$  restait compris, pour la radiation  $\lambda = 5000$ , entre 0,81 et 0,89, avec une moyenne de 0,85 (années 1905, 1906, 1910, 1911, 1913).

D'autre part,  $w$  variait de 0 cm. 2 à 2 cm. 8, et  $a_w$ , mesuré

(1) Les corrections dues au pouvoir réflecteur imparfait des miroirs, l'absorption par les prismes, la faible réflexion sur la bande du héliomètre n'ont aucune action. Quant aux autres grandeurs (distance zénithale du soleil, longueur d'onde, pression barométrique) elles sont toutes mesurées avec une très grande précision.

(2) *Annals of the Astro. Observ.*, II, p. 66, 1908.

par Fowle, vaut 0,966. L'action variable de la vapeur d'eau suffit donc au mont Wilson à expliquer les variations du coefficient de transparence sans qu'on ait à faire intervenir en général des particules étrangères. Il n'en est pas de même à Washington. Les valeurs de  $a$  les jours de beau temps sont à peu près uniformément réparties entre 0,52 et 0,76; mais par temps exceptionnellement clair, le coefficient de transparence peut atteindre 0,84. Or, pendant les journées d'observation,  $w$  est resté compris, comme au mont Wilson, entre 0 cm. 2 et 2 cm. 8; la présence de la vapeur d'eau ne permet plus d'expliquer ici les grandes variations du coefficient de transparence; il faut faire intervenir les actions étrangères (brume et poussières, par exemple).

Les variations de la transparence de l'atmosphère pour les radiations qui ne subissent pas l'absorption sélective sont donc de plus en plus faibles à mesure qu'on s'élève, et, à partir d'une certaine altitude (Fowle indique 1.000 mètres environ), la présence de la vapeur d'eau suffirait à les expliquer.

On peut se rendre compte aisément en comparant tous les résultats obtenus par Abbot et Fowle au mont Wilson et à Washington que même au niveau de la mer c'est la diffusion par les gaz permanents de l'atmosphère, qui contribue surtout à rendre le ciel bleu. Le tableau suivant donne, pour une journée normale, de beau temps, et pour des radiations ne subissant pas d'absorption sélective, l'ordre de grandeur de la fraction qu'absorberaient séparément les gaz de l'air sec d'une part, la vapeur d'eau et les particules étrangères d'autre part.

| Mont Wilson |                    |             | Washington |                 |
|-------------|--------------------|-------------|------------|-----------------|
| $\lambda$   | $1 - a_a P^{1/76}$ | $1 - a_w w$ | $1 - a_a$  | $1 - a_w w a_r$ |
| 4.000       | 0,24               | } 0,04      | 0,29       | 0,22            |
| 5.000       | 11                 |             | 0,13       | 0,19            |
| 8.000       | 02                 | } 0,02      | 0,02       | 0,11            |
| 10.000      | 01                 |             | 0,01       | 0,05            |

Je ne m'étendrai pas davantage sur les mesures faites au niveau de la mer ; les seuls résultats qu'il s'agit d'examiner ici sont ceux qu'a obtenus Fowle dans les stations élevées, au mont Wilson (1.780 m.), au mont Whitney (4.420 m.) et à Bassour (1.160 m.). Ils sont contenus dans le tableau 14 du volume II et les tableaux 33, 34, 35, 36 et 46 du volume III des *Annals of the Astrophysical Observatory*.

f) *Discussion des résultats obtenus dans les stations élevées. Interprétation de Fowle.* — Fowle a utilisé uniquement les coefficients de transmission de l'atmosphère du mont Wilson en 1910-1911-1913 <sup>(1)</sup>. Les mesures concernent une trentaine de radiations dont les longueurs d'onde sont comprises entre 3.400 et 17.000 (23 en 1910, 33 en 1911 et 28 en 1913). Les coefficients de transmission variaient d'un jour à l'autre. Les résultats de chaque année ont été étudiés séparément et partagés en groupes suivant la valeur de  $w$  correspondante <sup>(2)</sup>. Fowle a constaté que dans chaque groupe les nombres paraissaient distribués au hasard. Il a calculé pour chaque groupe la valeur moyenne  $a_\lambda$  et construit la droite :

$$(36) \quad \log a_\lambda = \log A_\lambda + w \log a_{w\lambda}.$$

Elle a pour coefficient angulaire  $\log a_{w\lambda}$ . Une courte extrapolation donne l'ordonnée à l'origine  $\log A_\lambda$ . On sait que  $\log A_\lambda$  est en général la somme de deux termes,  $\log a_{a\lambda}^{p/p_0}$  (air sec et privé de poussière), et  $\log a_\gamma$  (particules étrangères).

Les résultats sont réunis dans le tableau qui suit :

(1) Les valeurs de 1913 étaient excellentes dans toute l'étendue du spectre. ABBOT et FOWLE donnent celles de 1910 et 1911 comme étant peu satisfaisantes dans l'infrarouge et l'ultraviolet.

(2)  $w$  a été obtenu par la mesure au spectrobolomètre de l'absorption sélective des radiations :

## Transparence de l'atmosphère au mont Wilson

*Coefficients de transparence*

| Longueurs<br>d'onde | Air sec<br>( $A_\lambda$ ) | Air sec<br>( $A_\lambda$ ) |                    | Vapeur d'eau<br>( $a_{w\lambda}$ ) |       |
|---------------------|----------------------------|----------------------------|--------------------|------------------------------------|-------|
| $\lambda$           | 1910-1911                  | 1913                       | $a_\gamma$<br>1913 | 1910-1911                          | 1913  |
| 3.504               | »                          | 0,614                      | »                  | 0,917                              | 0,933 |
| 3.600               | »                          | 0,637                      | »                  | 0,940                              | 0,948 |
| 3.709               | »                          | 0,667                      | »                  | 0,959                              | 0,923 |
| 3.838               | 0,713                      | 0,689                      | 0,966              | 0,959                              | 0,929 |
| 3.974               | 0,752                      | 0,738                      | 0,982              | 0,962                              | 0,962 |
| 4.127               | 0,783                      | 0,763                      | 0,974              | 0,965                              | 0,938 |
| 4.307               | 0,808                      | 0,792                      | 0,980              | 0,968                              | 0,944 |
| 4.516               | 0,840                      | 0,816                      | 0,971              | 0,967                              | 0,955 |
| 4.753               | 0,863                      | 0,836                      | 0,968              | 0,973                              | 0,951 |
| 5.026               | 0,885                      | 0,859                      | 0,971              | 0,976                              | 0,957 |
| 5.348               | 0,898                      | 0,873                      | 0,971              | 0,980                              | 0,964 |
| 5.742               | 0,905                      | 0,877                      | 0,969              | 0,974                              | 0,966 |
| 5.980               | 0,913                      | 0,885                      | 0,969              | 0,978                              | 0,973 |
| 6.238               | 0,929                      | 0,897                      | 0,966              | 0,977                              | 0,973 |
| 6.530               | 0,938                      | 0,916                      | 0,977              | 0,987                              | 0,975 |
| 6.858               | 0,959                      | 0,935                      | 0,975              | 0,985                              | 0,977 |
| 7.222               | 0,970                      | 0,947                      | 0,976              | 0,989                              | 0,977 |
| 7.644               | 0,979                      | 0,956                      | 0,977              | 0,985                              | 0,977 |
| 8.130               | 0,980                      | 0,958                      | 0,978              | 0,990                              | 0,981 |
| 8.634               | 0,982                      | 0,965                      | 0,985              | 0,989                              | 0,983 |
| 9.861               | 0,987                      | 0,974                      | 0,987              | 0,991                              | 0,989 |
| 11.474              | 0,987                      | 0,973                      | 0,986              | 0,988                              | 0,988 |
| 13.019              | 0,986                      | 0,980                      | 0,994              | 0,990                              | 0,984 |
| 14.520              | 0,989                      | 0,984                      | 0,995              | 0,988                              | 0,988 |
| 16.032              | 0,983                      | 0,989                      | »                  | 0,986                              | 0,984 |
| 17.380              | »                          | 0,985                      | »                  | »                                  | 0,989 |
| 18.700              | »                          | 0,984                      | »                  | »                                  | 0,987 |
| 20.000              | »                          | 0,983                      | »                  | »                                  | 0,986 |

$$\rho (\lambda = 9.300), \quad \varphi (\lambda = 11.300) \quad \text{et} \quad \psi (\lambda = 14.700).$$

Il a fallu d'abord étalonner le spectrobolomètre, c'est-à-dire mesurer au laboratoire l'absorption qui résulte d'une quantité connue de vapeur d'eau, placée autant que possible dans les mêmes conditions de densité, de pression et de température que la vapeur d'eau atmosphérique.

Avec les valeurs obtenues en 1910-1911, Fowle a d'abord construit la courbe :

$$\log A_{1910-1911} = f(\lambda^{-4})$$

et a constaté que tous les points se plaçaient bien sur une droite passant par l'origine des coordonnées sauf ceux de l'intervalle : ( $\lambda = 4.700$ ,  $\lambda = 7.600$ ). Mais Fowle fait remarquer que les points de cet intervalle ne peuvent guère être pris en considération à cause des nombreuses raies d'absorption sélective qui séparent les régions de diffusion moléculaire normale. D'après Rowland il y a dans cette partie du spectre, sans compter les raies d'absorption de la vapeur d'eau, 440 raies atmosphériques proprement dites.

La diffusion atmosphérique au mont Wilson en 1910-1911 suit donc la loi de dispersion de Lord Rayleigh ; les particules étrangères de dimension relativement grosse sont absentes et,

$$\log a_{\gamma} = 0.$$

En appliquant la formule :

$$(37) \quad \frac{P}{P_0} \log_e A = - \frac{32\pi^3 (u-1)^3 H}{3n_0 \lambda^4},$$

dans laquelle  $H$  exprime la hauteur en centimètres d'une atmosphère à 0 degré qui produirait une pression de 76 cm. ( $H = 7,99 \times 10^5$ ) Fowle a obtenu avec les radiations comprises entre 3.800 et 4.500 :

$$n_0 = 2,68 \times 10^{19} \quad \text{et} \quad \mathfrak{N} = 6,00 \times 10^{23}$$

et avec les radiations de longueur d'onde supérieure à 7.600 :

$$n_0 = 2,73 \times 10^{19} \quad \text{et} \quad \mathfrak{N} = 6,11 \times 10^{23}.$$

En 1913, l'air était encore souillé des fines poussières volcaniques provenant de l'éruption du mont Katmaï (juin 1912). En portant comme précédemment pour chaque radiation du spectre visible les valeurs de  $\lambda^{-4}$  en abscisses et celles de  $\log A$  en ordonnées, on obtient une droite qui ne passe pas par l'origine :

$$\frac{P}{P_0} \log a_{\gamma} + \log a_{\gamma} = \log A_{1913} = -M \left( \frac{C}{\lambda^4} + D \right),$$

( $M = \log e$  est le module des log vulgaires).

En posant  $-\text{Log}_e a_{\gamma} = D$ , ce qui revient à admettre que l'absorption par les poussières est indépendante de  $\lambda$ , et en laissant de côté les radiations comprises entre 4.500 et 7.600, on obtient :

$$n_0 = 2,69 \times 10^{19}, \quad \mathfrak{N} = 6,02 \times 10^{23}, \quad D = 0,026.$$

Dans le tableau précédent j'avais calculé  $a_{\gamma}$  pour chaque radiation en le supposant égal à :

$$\frac{A_{1913}}{A_{1910-1911}}.$$

et obtenu comme valeur moyenne de  $a_{\gamma}$  dans le spectre visible 0,973, ce qui donne :

$$-\text{Log}_e a_{\gamma} = 0,027;$$

on retrouve la valeur de  $D$ .

Fowle admet en définitive comme valeur la plus probable :

$$n_0 = (2,70 \pm 0,02) \times 10^{19}, \quad \mathfrak{N} = (6,05 \pm 0,04) \times 10^{23}.$$

Sa méthode de calcul élimine l'action de la vapeur d'eau <sup>(1)</sup> et celle des poussières dont l'absorption est à peu près

<sup>1)</sup> Le coefficient  $\log a_{w\lambda}$  est à peu près, mais non pas rigoureusement proportionnel à  $\lambda^{-4}$ . D'autre part la valeur de  $n$  calculée pour les molécules de vapeur d'eau par la formule de Lord Rayleigh est 64 fois plus grande que le nombre de molécules qui résulte de la mesure de  $w$ . La vapeur d'eau est plus ou moins condensée. Il est d'ailleurs possible que le coefficient de transparence  $a_{w\lambda}$  n'ait pas une valeur bien définie et puisse osciller de part et d'autre d'une valeur moyenne suivant le nombre et la dimension des centres de condensation. Le coefficient d'absorption est proportionnel au produit du nombre des particules par le carré de leur volume. On voit aisément que, si les groupements se composent en moyenne de  $\nu$  molécules, il est sensiblement proportionnel à  $\nu$ . On aurait donc ici :  $\nu = 64$ .

indépendante de  $\lambda$  <sup>(1)</sup>. Mais l'air peut contenir une certaine quantité de particules assez petites pour diffuser suivant les lois de Lord Rayleigh (groupement de molécules, ions, etc.). Si leur action reste sensiblement constante elles échappent à l'analyse précédente, et la valeur obtenue pour  $\mathfrak{K}$  est une limite inférieure, probablement très approchée.

On peut toutefois supposer que malgré l'agitation de l'air la distribution de ces particules dans l'atmosphère ne serait pas identique à celle des gaz permanents, soit qu'elles prennent naissance dans la haute atmosphère sous l'action des radiations ultraviolettes du rayonnement solaire, soit au contraire qu'elles se forment à la surface du sol. Des mesures précises et prolongées en des stations élevées d'altitude très différente donneraient d'utiles renseignements.

King a signalé une objection d'un autre ordre. La grandeur que mesurent Abbot et Fowle est le coefficient d'absorption  $\log a$  et non pas le coefficient de transmission  $a$ . Il serait donc plus correct de prendre le log moyen que de calculer après chaque observation une valeur approchée de  $a$  et de faire la moyenne de ces valeurs. L'objection n'a pas une grande importance dans le cas actuel. Si l'on prend comme exemple les mesures de  $a_\lambda$  citées par Fowle <sup>(2)</sup> et si l'on compare leurs moyennes aux valeurs obtenues à partir des log moyens, on trouve entre les deux séries de moyennes une différence  $\Delta$  égale à  $+ 0,0005$  environ ; l'erreur

$$- \frac{\Delta}{a_\lambda \text{ Log}_e a_\lambda} \text{ commise sur } n_0 \text{ et } \mathfrak{K} \text{ ne dépasse pas : } + \frac{1}{400}.$$

L'interprétation de Fowle conduit donc à une valeur de  $10^{-19} n_0$  comprise entre 2,67 et 2,72 et une valeur de  $10^{-23} \mathfrak{K}$  comprise entre 6,00 et 6,09.

g) *Interprétation de Vessot-King.* — Si l'on admet qu'une

<sup>(1)</sup> Le coefficient de transmission des poussières de 1913 est égal à 0,973 dans le spectre visible et à 0,989 dans l'infrarouge.

<sup>(2)</sup> *Astrophysical Journal*, XXXVIII, p. 395, 1913.

fraction de l'énergie électromagnétique incidente est directement transformée par la chaleur (absorption vraie) lorsqu'un faisceau de lumière pénètre dans un milieu matériel, il faut introduire dans les équations différentielles du mouvement de l'électron un terme de frottement de la forme :  $m r \partial \zeta / \partial t$  que nous avons négligé jusqu'ici. Loin des bandes d'absorption sélective le coefficient d'absorption devient alors :

$$-\text{Log}_e a_\lambda = \frac{C}{\lambda^4} + D \quad (1)$$

avec deux coefficients C et D proportionnels à la pression de gaz éclairé.

Tandis que le premier terme  $C/\lambda^4$  (absorption apparente) résulte du terme en  $\partial^3 \zeta / \partial t^3$  (réaction de rayonnement), le deuxième terme résulte du terme de frottement en  $\partial \zeta / \partial t$  et l'équation complète du mouvement de l'électron s'écrit :

$$(38) \quad m \left( -\theta \frac{\partial^3 \zeta}{\partial t^3} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + r \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{k}{m} \right) = eZ,$$

Z étant le champ électrique excitateur.

Nous savons que C est égal à :

$$\frac{8}{3} \pi^3 (\mu^2 - 1)^2 \frac{H}{n_0} \cdot \frac{P}{P_0} = C_0 \frac{P}{P_0},$$

et nous pouvons écrire :

$$D = D_0 \frac{P}{P_0}.$$

King s'est proposé de tirer les valeurs de  $C_0$  et  $D_0$  des observations d'Abbot et Fowle.

C et D sont considérés comme des variables indépen-

(1) On trouve une formule identique, sans qu'il y ait lieu de considérer une absorption vraie par les molécules, lorsque, à l'action des molécules gazeuses diffusant suivant la loi de Lord Rayleigh, s'ajoute celle des particules plus grosses, qui diffusent à peu près également toutes les radiations. C'était le cas des poussières volcaniques de 1912 et 1913.

dantes déterminées pour chaque journée d'observation par le calcul des coefficients de la ligne droite la plus exacte dans le plan ( $\lambda^{-4}$ ,  $-\log a_\lambda$ ). L'auteur utilise sans correction les coefficients de transmission observés dans l'air humide. Malgré les conclusions de Fowle, il semble bien que nous ne connaissions pas suffisamment le rôle de la vapeur d'eau dans l'absorption non sélective de l'atmosphère, pour pouvoir rejeter *a priori* cette méthode. Mais si nous nous plaçons à un autre point de vue King n'aurait pas dû utiliser indistinctement, pour construire la ligne droite la plus exacte, tous les points compris entre 3.500 et 16.100. Il est ainsi conduit à tracer une droite moins inclinée que celle de Fowle. Il trouve dans tous les cas  $D \neq 0$  et obtient des valeurs trop petites pour la diffusion due aux molécules, trop grandes pour  $n_0$  et  $\mathfrak{K}$ .

Mais d'autre part Vessot-King emploie les coefficients de transmission relatifs à l'air humide, bien inférieurs aux coefficients relatifs à l'air sec (calculés et utilisés par Fowle) malgré le petit nombre de molécules de vapeur d'eau que contient un centimètre cube d'air humide, et cela rapproche les résultats des deux auteurs. L'humidité paraît augmenter sensiblement l'absorption atmosphérique, et comme l'absorption non sélective de la vapeur d'eau varie avec  $\lambda$  à peu près comme  $\lambda^{-4}$ , c'est le coefficient C qui est modifié, et non pas le terme D.

Les résultats des calculs de Vessot-King et de ses élèves sont contenus dans le tableau ci-contre.

La valeur qu'il adopte (tirée de 324 observations faites en 1909-1910-1911) est :

$$n_0 = (2,78_1 \pm 0,01_3) \times 10^{19}, \quad \mathfrak{K} = (6,23 \pm 0,03) \times 10^{23}, \\ D = 0,025.$$

$D_0$  représenterait la fraction d'énergie transformée en chaleur. Dans un centimètre cube d'air à la pression et à la température normales, la fraction ainsi transformée serait :

$$3 \times 10^{-8}.$$

## CONSTANTES DE L'ABSORPTION ATMOSPHÉRIQUE

d'après les mesures d'Abbot et Fowle interprétées par Vessot King

*(Tableau extrait du Mémoire de Vessot-King, Phil. Trans. Roy. Soc., CLXII, 1912).*

| Annales                                                                     | Tableau | MONT WHITNEY (Californie) altitude 4.420 m., hauteur barométrique 446,7 m/m. |         |                      |                      |                                                                                              |
|-----------------------------------------------------------------------------|---------|------------------------------------------------------------------------------|---------|----------------------|----------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------|
|                                                                             |         | Numéro                                                                       | Années  | D <sub>0</sub> Moyen | C <sub>0</sub> Moyen | n <sub>0</sub> moyen                                                                         |
| Vol. III                                                                    | 46      | 4                                                                            | 1909-10 | 0,014 ± 0,003        | 0,0049 ± 0,001       | (2,84 ± 0,05) 10 <sup>19</sup> { 10 radiations<br>de 3270 à 5740                             |
| Bassour (Algérie) altitude 1.160 m., hauteur barométrique 664,6 m/m.        |         |                                                                              |         |                      |                      |                                                                                              |
| Vol. III                                                                    | 46      | 9                                                                            | 1911-12 | 0,080 ± 0,012        | 0,00723 ± 0,0002     | (2,85 ± 0,07) { 10 radiations<br>de 3400 à 5320                                              |
| Vol. III                                                                    | 46      | 2                                                                            | 1912    | 0,27 ± 0,01          | 0,00696 ± 0,0001     | (2,96 ± 0,03)                                                                                |
| MONT WILSON (Californie) altitude 1.780 m., hauteur barométrique 623,5 m/m. |         |                                                                              |         |                      |                      |                                                                                              |
| Vol. II                                                                     | 14      | 59                                                                           | 1905    | 0,052 ± 0,002        | 0,00673 ± 0,0001     | (2,82 ± 0,04) { 4 radiations :<br>4000, 4500,<br>5000, 6000                                  |
| Vol. II                                                                     | 14      | 62                                                                           | 1906    | 0,058 ± 0,002        | 0,00613 ± 0,00006    | (3,10 ± 0,03)                                                                                |
| Vol. III                                                                    | 33      | 114                                                                          | 1908    | 0,076 ± 0,002        | 0,00691 ± 0,00006    | (2,75 ± 0,02)                                                                                |
| Vol. III                                                                    | 34      | 96                                                                           | 1909    | 0,031 ± 0,001        | 0,00687 ± 0,00008    | (2,80 ± 0,03) { 9 radiations :<br>3500, 4000, 4500,<br>5000, 5500, 6000,<br>6500, 7000, 7500 |
| Vol. III                                                                    | 35      | 115                                                                          | 1910    | 0,023 ± 0,001        | 0,00696 ± 0,00005    | (2,76 ± 0,02)                                                                                |
| Vol. III                                                                    | 36      | 113                                                                          | 1911    | 0,022 ± 0,001        | 0,00696 ± 0,00005    | (2,76 ± 0,02)                                                                                |

h) *Conclusion.* — Les gaz permanents de l'atmosphère absorbent dans chaque région du spectre une fraction bien définie du rayonnement solaire; en dehors des bandes d'absorption sélective le coefficient d'absorption est proportionnel à  $\lambda^{-4}$ . Les observations d'Abbot et de Fowle donnent de ce coefficient une limite supérieure très approchée. Si l'on applique aux mesures actuelles la théorie de Lord Rayleigh sur la diffusion de la lumière par les gaz, on peut en déduire une valeur limite inférieure (très approchée de la valeur vraie) du nombre de particules diffusantes par centimètre cube (électrons, atomes, molécules ou groupements de molécules). En admettant que ces particules se comportent comme autant de sources incohérentes et en les supposant isotropes, la formule (38) donne  $n_0$  et  $\mathcal{N}$ .

L'ensemble des observations conduit à admettre pour  $n_0$  une valeur probablement comprise entre 2,67 et 2,72 et pour  $\mathcal{N}$  une valeur comprise entre 6,00 et 6,08. Ces nombres sont très voisins du nombre de molécules par centimètre cube et de la constante d'Avogadro. Ce sont donc les molécules qui diffusent la lumière.

Si l'on tient compte de l'anisotropie des molécules de l'air (p. 30) il faut corriger ces nombres et les valeurs définitives sont alors :

$$n = (2,92 \pm 0,06) \times 10^{19}, \quad N = (6,54 \pm 0,12) \times 10^{23}.$$

Elles doivent être considérées comme une limite inférieure très approchée de la valeur vraie.

## TROISIÈME PARTIE

### ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE PAR LES MOLÉCULES DES GAZ TRANSPARENTS

Les premières recherches de laboratoire n'avaient pas permis d'observer la diffusion de la lumière par les molé-

les des gaz. Tyndall <sup>(1)</sup> écrivait en 1876 : « Après avoir été filtré sur du coton de laine bien tassé, l'air qu'on examine à l'aide d'un intense faisceau de lumière ne montre aucune trace de matière en suspension. La portion de l'espace parcourue par le faisceau ne peut pas être discernée de l'espace adjacent... On constate ainsi que la partie purement gazeuse de notre atmosphère paraît impropre à diffuser la lumière ».

Wood reprit ces expériences en 1902 et obtint aussi un résultat négatif. Il employait comme source une étincelle riche en radiations de faible longueur d'onde et n'observait aucune diffusion lorsqu'il éclairait pour la première fois une masse d'air filtré sur du coton et desséché par l'anhydride phosphorique. Ce n'est qu'au bout de dix ou quinze secondes que commençait à apparaître la trace du faisceau lumineux, et son éclat continuait à croître pendant quelques minutes. Cette faible illumination était due à la formation d'un précipité dans l'air sous l'action du rayonnement ultraviolet de l'étincelle <sup>(2)</sup>.

Cependant les mesures d'Abbot et de Fowle sur la transparence atmosphérique ne permettaient plus en 1914 de mettre en doute la diffusion de la lumière par les molécules de l'air.

Le calcul montrait la possibilité d'une expérience à petite échelle. Il y avait lieu de reprendre les recherches de laboratoire.

(1) TYNDALL, *Phil. Trans.*, CLXVI, p. 27, 1876.

(2) WOOD abandonna ces expériences et ne les publia qu'en 1918 beaucoup plus tard, dans une courte note où il mettait en doute les conclusions de STRUTT et les miennes (*R. W. Wood, Phil. Mag.*, XXXVI, p. 272, 1918).

## CHAPITRE V

DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL  
OBSERVATIONS VISUELLES

On éclaire avec un intense faisceau de lumière monochromatique  $XX'$  une masse de gaz  $M$  qui occupe autour du point  $O$  un volume  $V$  de quelques centimètres cubes (fig. 4). Soit  $E$  l'éclairement de l'aire plane  $COD$  normale à  $XX'$ . Je me suis proposé :

1° *De vérifier que la masse de gaz  $M$  diffuse latéralement de la lumière, c'est-à-dire qu'elle émet dans une direction  $DY$  perpendiculaire à  $XX'$  un rayonnement de même longueur d'onde que le rayonnement primaire. Soit  $\varepsilon$  l'éclat de la source secondaire  $M$  dans la direction  $OY$ .*

2° *De vérifier que l'éclat  $\varepsilon$  est une constante caractéristique du gaz étudié sous une pression et à une température données.*

3° *De vérifier que cet éclat varie proportionnellement à la pression du gaz  $M$ .*

4° *D'étudier le degré de polarisation de la lumière diffusée latéralement.*

5° *De comparer les valeurs de  $\varepsilon$  relatives à quelques gaz transparents.*

6° *De mesurer la valeur absolue, pour un gaz et une radiation déterminés, le rapport  $\frac{\varepsilon}{E}$ .*

a) *Choix de la source de lumière.* — Il faut pour réussir l'expérience : 1° réaliser un éclairement  $E$  aussi intense que possible; 2° éviter de laisser pénétrer dans le champ d'observation la lumière parasite que diffusent ou réfléchissent les surfaces vivement éclairées. La première condition dépend du choix de la source et des propriétés géométriques du faisceau primaire. La seconde, de la forme du récipient

qui contient la masse du gaz et de la nature des parois éclairées.

Imaginons un observateur placé en P sur OY, à assez grande distance de la masse de gaz M, et regardant le point O. Le faisceau primaire lui apparaît comme une bande lumineuse dont le faible éclat intrinsèque est proportionnel à l'éclairement E du plan COD et à la profondeur,

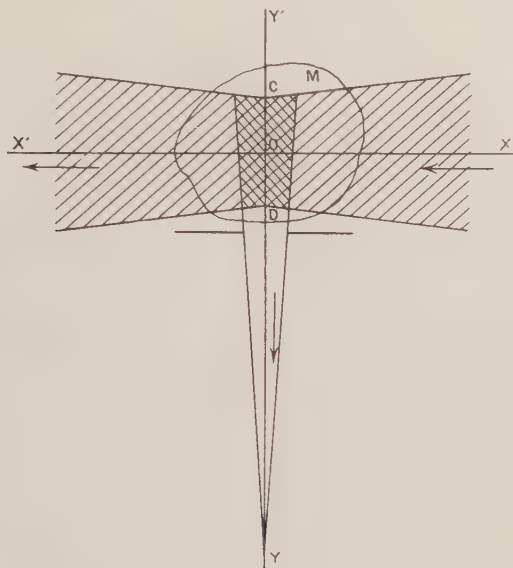


Fig. 4.

mesurée suivant OY, du volume éclairé (fig. 4) ; soit  $CD = h$ , la profondeur ainsi définie. On a :

$$\varepsilon = REh,$$

R désignant le rapport, constant d'après Lord Rayleigh, entre l'intensité de la lumière diffusée par l'unité de volume et l'éclairement du plan COD par le faisceau primaire.

Cherchons d'abord à donner au produit  $Eh$  la plus grande valeur possible.

1° Si l'on veut utiliser une source de lumière artificielle à distance finie, on formera dans le plan COD son image à travers un système centré. Soit S l'aire découpée par le faisceau lumineux sur les plans principaux du système;  $h_0$  et  $b_0$ , les dimensions de la source parallèlement à OY et perpendiculairement au plan XOY;  $e_0$  l'éclat;  $P_0$  et P les distances aux plans principaux de la source et de son image. En négligeant les réflexions sur les faces des lentilles nous avons :

$$E = e_0 \frac{S}{P^2} \quad \text{et} \quad \varepsilon = Re_0 S \frac{h}{P^2} = Re_0 S \frac{h_0}{PP_0}$$

$\varepsilon$  est maximum lorsque  $P = P_0$ , et l'on a dans ce cas :

$$\frac{Re_0 h_0}{4} = \frac{S}{F^2}.$$

Le tableau suivant donne pour les sources les plus intenses les valeurs numériques  $\frac{\varepsilon}{R}$  lorsqu'on prend une lentille de 10 cm. de distance focale et de 5 cm. de diamètre, en admettant pour R la valeur théorique déduite de la formule de Lord Rayleigh (molécules isotropes) où l'on a posé :

$$n = 3 \times 10^{19}.$$

|                                      | $e_0$                                    | $h_0$    | $\varepsilon/E$ |                                    |
|--------------------------------------|------------------------------------------|----------|-----------------|------------------------------------|
| Lampes en quartz à vapeur de mercure | 600 $\frac{\text{bougies}}{\text{cm}^2}$ | 12,0 cm. | 355             | Radiations vertes et jaunes<br>Id. |
|                                      | 68 » (2)                                 | 6,0 »    | 20              |                                    |
| Lampe Nernst (3)                     | 470                                      | 2,5 »    | 60              | Spectre visible                    |
| Arcs au charbon                      | 16.000 » (4)                             | 0,3 »    | 235             | Id.                                |
|                                      | 20.000 » (5)                             | 0,5 »    | 490             | Id.                                |

(1) Lampe A. E. G. à haute tension ; régime normal : 167 volts et 4 ampères.

(2) Lampe Heraeus à basse tension ; régime normal : 27 volts et 3 amp. 5.

(3) Courant continu ; 115 volts et 6 ampères.

(4) 10 ampères.

(5) 25 ampères.

2° Il convient de remarquer que même avec une source sensiblement ponctuelle (cratère positif de l'arc au charbon) il n'y aurait aucun avantage à envoyer dans le gaz un faisceau parallèle (si ce n'est que l'angle entre les rayons diffusants et diffusés serait plus exactement égal à  $90^\circ$ ). L'éclairement du plan COD serait, en désignant par  $I$  l'intensité de la source :

$$E = \frac{I}{r^2}.$$

Soit  $D$  le diamètre du faisceau défini par le diaphragme placé contre la lentille :

$$\varepsilon = RI \frac{D}{F^2}.$$

En conservant la même lentille que dans le montage précédent on aurait pour l'arc de 10 ampères :

$$\frac{\varepsilon}{R} = 55 \text{ au lieu de } 235;$$

et pour l'arc de 25 ampères :

$$\frac{\varepsilon}{R} = 195 \text{ au lieu de } 490.$$

3° Le soleil donnerait un éclairement beaucoup plus intense.

Supposons qu'on forme en COD une image du soleil avec un système centré de distance focale  $F$  dont la lentille objective a une surface  $S$  :

$$E = \frac{e_0 S}{F^2} \quad \text{et} \quad \varepsilon = R \frac{e_0 \omega S}{F},$$

en désignant par  $e_0$  et  $\omega$  l'éclat intrinsèque et le diamètre apparent du soleil. Si nous posons  $e_0 = 150.000$  (évalué en phots par stéradian <sup>(1)</sup> et  $\omega = 32'$ , nous aurons avec une lentille de 5 cm. de diamètre et de 20 cm. de distance focale :

$$\frac{\varepsilon}{R} = 1400.$$

(1) L'éclairement que donne le soleil par une belle journée d'été est de 100000 lux ou 10 phots.

Avec un diamètre de 25 cm. et une distance focale de 100 cm. nous pourrions avoir :

$$\frac{\varepsilon}{R} = 6900.$$

Malgré la valeur relativement grande de  $\varepsilon$  que donne le rayonnement visible du soleil et qui permettrait une observation visuelle facile de la diffusion par les gaz, il est préférable, pour les expériences quantitatives, d'employer la lampe en quartz à vapeur de mercure sous un haut régime électrique. Nous verrons en effet que la photographie permet seule des mesures précises ; or dans ce cas chaque série d'expériences est beaucoup trop longue pour qu'on puisse regarder comme constant l'éclairement par le soleil. Il serait nécessaire de pouvoir réperer sur chaque cliché en même temps que  $\varepsilon$  la valeur correspondante de  $E$  et cela compliquerait à la fois le montage et l'interprétation des résultats <sup>(1)</sup>.

Tous les nombres que je viens de donner sont d'ailleurs relatifs aux radiations visibles ; dans la région du spectre que nous utiliserons le plus souvent <sup>(2)</sup> ( $\lambda < 4500$ ), la puissance rayonnée par la lampe en quartz à vapeur de mercure vaut 1,5 fois environ la puissance rayonnée sous forme de radiations visibles, tandis que pour le spectre solaire le même rapport est inférieur à 0,25.

<sup>(1)</sup> Cependant pour arriver à une détermination précise en valeur absolue du rapport  $\varepsilon/E$  j'ai été amené finalement à réaliser ce montage plus compliqué (chap. X). Je n'ai utilisé la lampe à vapeur de mercure dans la mesure de  $\mathfrak{K}$  que pour obtenir un rayonnement plus homogène.

<sup>(2)</sup> Les plaques photographiques sont en effet beaucoup plus sensibles aux radiations violettes et ultra-violettes qu'aux radiations visibles, et d'autre part, le rapport  $R$  de Lord Rayleigh varie comme  $\lambda^{-4}$ .

<sup>(3)</sup> Pour la même raison j'ai laissé de côté l'arc au charbon qui d'ailleurs, pendant la durée d'une expérience, exige des réglages trop fréquents.

Enfin, nous ne pourrions pas, avec le soleil qui donne un spectre continu, obtenir comme avec la vapeur de mercure un rayonnement homogène intense <sup>(3)</sup>.

b) *Lampe en quartz à vapeur de mercure à haute tension.* — J'ai utilisé une lampe A. E. G. construite avec self et résistance en série (pour fonctionner sous 220 volts) et munie d'ailettes métalliques pour le refroidissement.

Le tube de quartz a douze centimètres de longueur utile. Il consomme en régime normal 4 ampères sous 167 volts. Un voltmètre et un ampèremètre permettent d'en surveiller la marche. En général la tension aux extrémités du tube variait peu (de un ou deux volts au maximum). Quant à l'intensité du courant qui est à peu près indépendante de la tension (caractéristique verticale) je la raménais à 4 ampères en agissant sur le refroidissement des ailettes. La période d'allumage de cette lampe est assez longue. Il faut attendre au moins une heure pour avoir le régime permanent.

Lorsque j'ai commencé à me servir de cette lampe elle avait déjà vieilli, mais son rayonnement était toujours très intense dans la partie du spectre comprise entre 2302 et 5790. Après l'avoir fait fonctionner moi-même plus de 500 heures je l'ai comparée à une lampe neuve à bas voltage (Heraeus; longueur du tube 6 cm.; volts 27; ampères 3,5); le tableau suivant donne pour quelques groupes de raies le rapport entre les intensités  $I$  et  $i$  des deux lampes mesurées normalement à l'axe du tube.

|                                                                  |                     |                      |                      |                      |                      |                    |
|------------------------------------------------------------------|---------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|--------------------|
| $\left\{ \begin{array}{l} \lambda \\ I \\ i \end{array} \right.$ | 2536<br>3,1<br>16,4 | 2650<br>16,4<br>3341 | 2805<br>16,4<br>3650 | 2893<br>16,4<br>4046 | 2967<br>11,6<br>4358 | 3025<br>6,7<br>7,0 |
| $\left\{ \begin{array}{l} \lambda \\ I \\ i \end{array} \right.$ |                     | 3131<br>6,7<br>21,3  | 3341<br>8,0          | 3650<br>5,8          | 4046<br>7,0          | 4358               |

c) *Dispositif optique.* — Il est schématiquement représenté par la figure 5. La lampe en quartz S est installée horizontalement à 20 cm. d'un système de deux lentilles

plan-convexes  $L_1$  (diamètre 5 cm., distance focale 10 cm.) qui en donnent une image  $O$  à l'intérieur du récipient à gaz  $R$ . On peut glisser en avant de la lampe un écran  $F$  percé d'une ouverture rectangulaire variable, pour réduire sa longueur utile, et par suite la profondeur en  $O$  de la couche d'air éclairée.

Un diaphragme circulaire  $D$  placé contre la face d'entrée

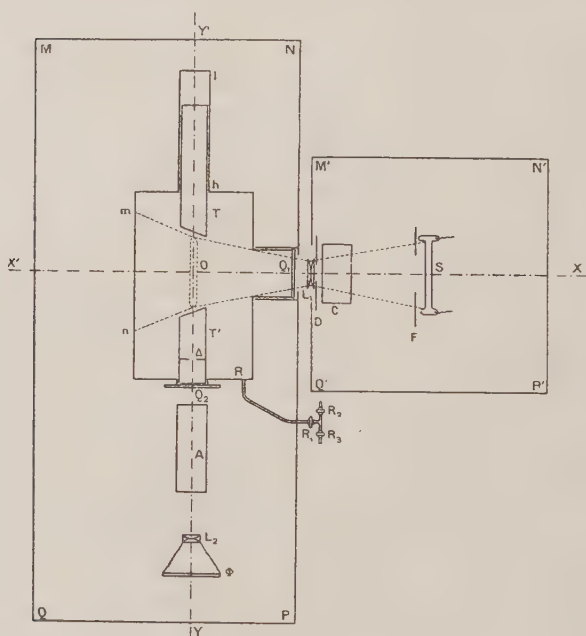


Fig. 5.

de la lentille  $L_1$ , permet d'en faire varier l'ouverture. Le regard  $Q_1$  laisse pénétrer le faisceau dans le récipient. Un second regard  $Q_2$  permet à l'observateur placé en  $L_2$  d'examiner la lumière diffusée par le gaz au voisinage de  $O$ .

Pour la photographie on dispose en  $L_2$  un objectif à grande ouverture (diamètre 3 cm., distance focale 5 cm.) qui

donne en  $\Phi$  sur une plaque sensible une image du faisceau XX'. La plaque est installée dans un châssis à volet; une glissière permet de donner au châssis des déplacements repérables et de prendre plusieurs clichés sur la même plaque <sup>(1)</sup>.

Toutes les surfaces réfringentes traversées par les deux faisceaux  $L_1$ ,  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $L_2$ , sont en quartz. Cependant pour l'étude de la polarisation de la lumière diffusée j'ai remplacé la lame de quartz  $Q_2$  par une lame de verre non trempé. Dans un grand nombre d'expériences une cuve d'eau à faces de verre (épaisseur d'eau 5 cm., épaisseur de verre 2 mm.) placée entre la lampe et la lentille  $L_1$  arrêtait à la fois le rayonnement calorifique <sup>(2)</sup> et les radiations ultraviolettes de longueur d'onde inférieure à 3000. Des cuves absorbantes ou des polariseurs pouvaient être installés en A sur le faisceau diffusé.

d) *Séparation des radiations.* — Nous verrons plus loin que dans un gaz éclairé par la lumière complexe de la vapeur de mercure, chaque radiation est diffusée comme si elle était seule. Nous pouvons donc indifféremment isoler la radiation choisie, soit dans le rayonnement primaire, soit dans le secondaire. Il est en fait plus commode de laisser pénétrer dans le gaz toute la lumière de la lampe à mercure <sup>(3)</sup> et d'analyser le faisceau diffusé. Dans les premières expériences je me suis servi d'un spectrographe très lumineux, à prismes et lentilles de quartz <sup>(4)</sup>. La lentille  $L_2$  projetait l'image du point O sur la fente placée en  $\Phi$ . Plus tard,

(1) 7 clichés pouvaient être pris sur la plus petite dimension d'une plaque  $6\frac{1}{2} \times 9$ .

(2) En l'absence de la cuve d'eau, la température au point O s'élève d'une dizaine de degrés.

(3) Sauf bien entendu les radiations calorifiques ou celles qui pourraient agir chimiquement sur le gaz.

(4) Ce spectrographe avait été construit par MM. FABRY et BUISSON pour l'étude de la nébuleuse d'Orion (*Journal de Physique*, IV, p. 357, 1914).

pour diminuer les difficultés du réglage, j'ai préféré quelquefois l'emploi de cuves absorbantes. En les plaçant en A, sur le faisceau diffusé, et non pas sur le faisceau primaire, j'évitais l'action du rayonnement intense de la lampe, qui aurait pu modifier leur coefficient d'absorption, soit en élevant leur température, soit par suite d'actions chimiques.

Le tableau ci-après fournit une liste d'écrans permettant d'obtenir avec la vapeur de mercure un rayonnement sensiblement homogène. Les radiations inscrites dans le tableau sont les seules qui donnent pour une durée de pose convenable à travers l'absorbant choisi un noircissement mesurable sur une plaque ordinaire au gélatino-bromure d'argent.

| Nature de l'écran                      | Concentration<br>par litre d'eau | Épaisseur | Radiations<br>transmises | Coefficient<br>de<br>transparence |         |
|----------------------------------------|----------------------------------|-----------|--------------------------|-----------------------------------|---------|
| Sulfate acide de<br>quinine . . .      | gr.<br>30                        | cm.<br>1  | 4358                     | 0,885                             |         |
| Sulfure de car-<br>bone . . .          | »                                | 1         |                          | 0,68                              | } 0,136 |
| +<br>Fuchsine en sol.<br>aqueuse . . . | 0,38                             | 1         | 4046                     | 0,20                              |         |
| Flint ordinaire .                      | »                                | 1         |                          | 0,9                               | } 0,135 |
| +<br>Auramine en sol.<br>aqueuse . . . | 0,125                            | 0,70      | 3650                     | 0,15                              |         |
| Fuchsine en sol.<br>aqueuse . . .      | 0,19                             | 1         |                          | 0,4                               | } 0,120 |
| +<br>Chlorate neutre<br>de potassium . | 500                              | 0,75      | 3131                     | 0,3                               |         |

Prendre un verre bleu ou ajouter une cuve d'eau céleste pour éviter une action photographique possible des radiations vertes.

(cuves de quartz).

Pour des mesures photographiques en lumière jaune ou verte on utiliserait les plaques orthochromatiques avec les écrans habituels : éosine et sel de nickel dilué pour le jaune ; chromate de potassium et sulfate de néodyme pour le vert. Dans les deux cas une cuve de sulfate de quinine concentré absorberait l'ultraviolet.

e) *Récipient à gaz.* — C'est un cylindre de fonte dont il suffira de donner le croquis coté (fig. 6). Les surfaces *ab*,

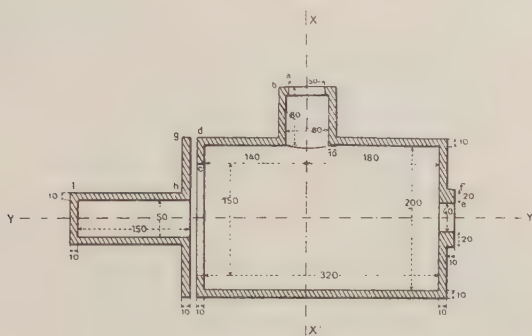


Fig. 6

*cd*, *ef* sont rodées ; les ouvertures *a* et *e* sont munies de regards transparents  $Q_1$  et  $Q_2$  collés à la glu marine <sup>(1)</sup> ; la pièce de fonte *ghl* ferme le récipient : on applique le bord rodé *gh* sur le fond *cd* du cylindre par l'intermédiaire d'une feuille de caoutchouc après avoir suifé légèrement les surfaces rodées. Pour introduire les gaz dans le récipient on a

(1) Cette manipulation est délicate lorsqu'on veut des joints qui tiennent le vide. Il faut chauffer suffisamment le récipient pour provoquer par contact la fusion de la glu qu'on étend sur les surfaces annulaires *ab* et *ef*. On garnit de même à chaud, avec précaution, les deux lames  $Q_1$  et  $Q_2$  (quartz ou verre) d'un bourrelet de glu. On les applique contre le récipient pendant qu'il est encore tiède, et on assure le contact parfait entre les deux couches de glu en les refondant superficiellement avec un petit chalumeau à gaz.

percé dans une des parois une petite ouverture circulaire avec ajutage de laiton.

La capacité du récipient est de 10 lit. 749; la surface de l'ouverture  $a$ , par où pénètre le faisceau primaire, dépasse  $19 \text{ cm}^2$ ; l'ouverture  $e$ , par laquelle on observe la lumière diffusée latéralement, a plus de  $12 \text{ cm}^2$ . Chaque élément de surface, au voisinage du point O reçoit ainsi un faisceau de grande ouverture; on peut éclairer une couche de gaz assez profonde ( $12 \text{ cm.}$ ); et cependant la masse de gaz soumise au rayonnement direct de la lampe n'est qu'une simple fraction ( $40/100$ ) de la masse totale.

La trace du faisceau lumineux  $XOX'$  (fig. 4), dont l'éclat est très faible, doit se projeter sur un fond parfaitement noir. Il n'y a qu'une solution possible: réaliser derrière O l'ouverture d'une cavité noire dont le bord seul pourra diffuser un peu de lumière parasite. Un tube de laiton noirci T, de  $5 \text{ cm.}$  de diamètre, qu'on peut enfoncer plus ou moins en  $lh$  constitue cette cavité noire. Tout en évitant que le bord de l'ouverture soit directement éclairé par la lampe, il faut le rapprocher autant que possible de O pour que la tache annulaire qu'il formera sur la rétine (ou sur la plaque photographique) soit sensiblement au point, et, en tout cas, extérieure à l'image de O. On peut alors supprimer cette tache en plaçant en  $\Delta$ , dans un second tube de laiton T', un diaphragme circulaire de  $3 \text{ cm.}$  de diamètre.

Grâce au tube de laiton T' la lumière diffusée par la paroi  $mn$  du cylindre n'atteint pas le diaphragme  $\Delta$ ; mais elle éclaire vivement les extrémités des tubes T et T' et la lumière deux fois diffusée qui vient frapper les bords du diaphragme est encore très intense. Il a fallu noircir le mieux possible toutes les surfaces.

J'ai étudié par la photographie quelques revêtements noirs. La figure 7 montre d'une manière frappante les résultats obtenus <sup>(1)</sup>. Elle représente une collection de surfaces

(1) Dans ce cliché une petite région de la plaque a été protégée.

noires appliquées sur un fond de carton noir. Les surfaces absorbantes étaient éclairées normalement par une lampe en verre à vapeur de mercure. Sur le cliché le fond de carton noir paraît blanc ; puis viennent divers rectangles de métal et de carton que j'ai noircis moi-même soit au noir de fumée, soit avec un noir d'aniline ; mais les surfaces les plus absorbantes sont le drap et surtout le velours (en bas et à gauche).

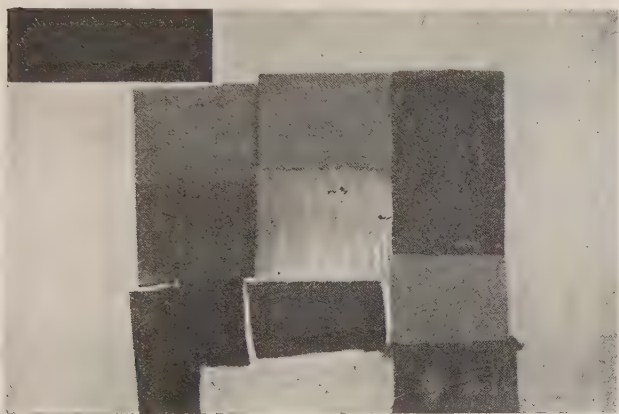


Fig. 7.

Aussi ai-je revêtu de velours noir mat les parois éclairées du cylindre R et les tubes T et T'.

La faible diffusion par le velours tient aux irrégularités de sa surface qui augmentent considérablement le nombre des points de rencontre entre les rayons lumineux et les particules absorbantes. L'albedo d'une telle surface n'est cependant pas négligeable ; vivement éclairée elle possède encore un éclat assez gênant (supérieur à  $10^{-3}$  bougie par centimètre carré, lorsqu'elle est éclairée par la lampe en quartz A. E. G.

gée contre toute action de la lumière par un écran de papier noir.

à 50 cm.). Ainsi se justifie la nécessité de réaliser derrière l'image O l'ouverture d'une cavité noire.

Il restait à mettre les appareils d'observation à l'abri de toute lumière extérieure. Je les ai placés avec le récipient R dans une grande boîte MNPQ (fig. 5) entièrement close et dont les côtés MN et PQ mobiles le long de deux glissières permettent l'installation et le réglage. Une seconde boîte de carton noir M'N'P'Q' contient la lampe.

f) *Réglage optique.* — On place en O (fig. 5) un écran de carton blanc à  $45^\circ$  sur XX' et YY'. La lampe doit être à peu près horizontale; et son image, centrée sur le croisement O des deux axes. Ce réglage est fait une fois pour toutes. Pour les mesures photographiques on calcule la mise au point connaissant la distance OL<sub>2</sub> et la distance focale de L<sub>2</sub> pour la radiation étudiée.

g) *Purification et introduction du gaz dans le récipient.* — On vide le récipient avec une pompe rotative à enveloppe de Gaëde et on laisse pénétrer le gaz à étudier à travers des tubes desséchants à chlorure de calcium et à anhydride phosphorique et un long filtre de coton. Après avoir fait de nouveau le vide pour laver le récipient on le remplit définitivement.

Un premier manomètre permet de mesurer les basses pressions; un deuxième, les pressions voisines de la normale. Tous les tubes sont en verre avec joints à la glu marine. Les 3 robinets R<sub>1</sub>, R<sub>2</sub>, R<sub>3</sub>, mettent le récipient en communication soit avec la pompe, soit avec les tubes d'arrivée du gaz (fig. 5).

h) *Données théoriques.* — Avec le dispositif réalisé, si l'air à la pression atmosphérique diffuse de la lumière, l'observateur P verra le faisceau primaire comme une bande horizontale de faible éclat traversant le champ circulaire limité par le diaphragme Δ. L'éclat intrinsèque de cette bande lumineuse, maximum dans le plan COD de l'image de la lampe, diminue très lentement de part et d'autre de

ce plan. Nous pouvons le calculer *a priori* à partir de la formule de Lord Rayleigh.

1° L'éclairement du plan COD est :

$$E(1 - r_q)^6 (1 - r_v)^2,$$

si nous tenons compte des pertes par réflexion sur les 8 surfaces réfringentes de C, L<sub>1</sub> et Q<sub>1</sub> ;  $r_q$  et  $r_v$  sont les pouvoirs réflecteurs du quartz et du verre, que l'on calcule d'après les indices de réfraction.

2° Soit  $\varepsilon$  l'éclat latéral du faisceau primaire au voisinage du plan COD, tel que la mesure l'observateur P. En désignant par  $h$  la profondeur du volume de gaz éclairé et par  $(1 - r_q)^2$  l'affaiblissement par la lame Q<sub>2</sub>, l'intensité diffusée par 1 cm<sup>3</sup> est :

$$\frac{E}{h(1 - r_q)^2},$$

et le rapport R a pour valeur :

$$R = \frac{\varepsilon}{E(1 - r_q)^6 (1 - r_v)^2}.$$

On en tire :

$$E = REh(1 - r_q)^8 (1 - r_v)^2.$$

Pour calculer l'éclat  $\varepsilon$ , admettons provisoirement la formule théorique de Lord Rayleigh :

$$R = \frac{2\pi^2(\mu - 1)^2}{n\lambda^4},$$

$\mu$  = indice de l'air

$n$  = nombre de particules suffisantes par centimètre cube.

Les tableaux qui suivent donnent :

1° Les valeurs de R,  $(1 - r_q)$ ,  $(1 - r_v)$  et de  $\frac{\varepsilon}{Eh}$  pour les principales radiations de la vapeur de mercure.

2° Les valeurs de  $\varepsilon$  en lumière visible pour la lampe en quartz A. E. G. et le soleil dans les conditions précédemment définies (p. 60).

J'ai pris  $n = 3 \times 10^{19}$ , en supposant le nombre de particules diffusantes égal au nombre des molécules.

| $\lambda$ | $R \times 10^{10}$ | $1 - r_q$<br>rayon<br>ordinaire | $1 - r_v$ | $(1 - r_q)^2(1 - r_v)^2$ | $\frac{\varepsilon}{Eh} 10^9$ |
|-----------|--------------------|---------------------------------|-----------|--------------------------|-------------------------------|
| 5780      | 5,06               | 0,954                           | 0,95      | 0,62                     | 3,14                          |
| 5460      | 6,36               | 0,954                           | 0,95      | 0,62                     | 3,95                          |
| 4360      | 16,05              | 0,953                           | 0,948     | 0,60                     | 9,8                           |
| 3650      | 33,0               | 0,952                           | 0,94      | 0,60                     | 19,8                          |
| 3130      | 63,4               | 0,950                           | »         | $(1 - r_q)^2 = 0,60$     | 38,0                          |
| 2540      | 192,5              | 0,947                           | »         | 0,58                     | 111,6                         |

| Source       | $Eh$                                | $R(1 - r_q)^2(1 - r_v)^2$<br>(valeur moyenne<br>approximative) | $\varepsilon$         |
|--------------|-------------------------------------|----------------------------------------------------------------|-----------------------|
| Lampe A.E.G. | 355 (radiations<br>jaune et vertes) | $3,9 \times 10^{19}$                                           | $1,3 \times 10^{-6}$  |
| Soleil . . . | 6900 (lumière<br>visible)           | $3,9 \times 10^{19}$                                           | $26,0 \times 10^{-6}$ |

Un observateur bien protégé contre toute lumière parasite doit donc percevoir facilement le faisceau lumineux dans l'air. Il suffit de se rappeler que l'éclat d'un mur blanc éclairé par la lune à 45° vaut un millionième de bougie par cm<sup>2</sup>. Pour une comparaison plus précise j'ai pris comme source auxiliaire un diffuseur mat éclairé et observé normalement. J'ai découpé une bande de papier blanc mat (4 cm.  $\times$  0,5) dont le rapport entre l'éclat et l'éclairement était égal à 0,27. En l'éclairant par une bougie à 4 m. 20 on obtenait une source d'éclat intrinsèque égal à  $1,3 \times 10^{-6}$  bougies par centimètre carré parfaitement visible dans une chambre noire. J'ai vérifié qu'un œil bien reposé (par un séjour de 10 minutes à l'obscurité complète) pouvait apercevoir sous le même angle solide (0,002 stéradians environ) des sources d'éclat beaucoup plus faible (1). J'ai été ainsi

(1) Les conditions de perception d'une source étendue de faible éclat sont différentes de celles d'une source ponctuelle et sont

amené à rechercher le minimum d'éclat perceptible pour une source étendue. Ces expériences, qui seront décrites plus tard, m'ont conduit à une valeur comprise entre 3 et  $4,5 \times 10^{-10}$  bougies par centimètre carré. Ce résultat est identique à celui qu'avait obtenu Fournier d'Albe<sup>(1)</sup>. On est surpris de constater que le seuil de la perception lumineuse varie si peu d'un observateur à l'autre.

k) *Observations visuelles.* — Elles ont confirmé les prévisions théoriques.

1° La trace du faisceau lumineux, dans l'air desséché et privé de poussières que contient le récipient, est visible à l'œil nu dès qu'on éclaire le gaz par le rayonnement de la lampe à vapeur de mercure filtré par une cuve de quinine<sup>(2)</sup>. Si le diaphragme  $\Delta$  n'est pas en place, le faisceau apparaît comme une bande horizontale bleuâtre traversant l'anneau lumineux que forme l'extrémité du tube T. Le diaphragme supprime cet anneau et le faisceau primaire se dessine seul sur le fond noir du champ de vision.

2° La trace du faisceau s'évanouit lorsqu'on fait le vide dans le récipient.

3° Si on remplace le quartz  $Q_2$  par une lame de verre non trempé et qu'on observe le faisceau diffusé à travers un nicol, on vérifie qu'il est complètement polarisé (autant que permet d'en juger une expérience aussi grossière). La vibra-

plus complexes. Dans ce dernier cas l'image se fait toujours sur le même élément de la rétine, et seule intervient la distance de l'observateur à la source. Dans le premier cas il faut faire intervenir, outre l'éclat de la source (c'est-à-dire l'éclairement de chaque élément de la rétine) l'étendue et la forme de la source (soit le nombre, la nature et la disposition relative des éléments rétiniens éclairés).

(1) FOURNIER D'ALBE, *Proceed. of Roy. Soc.*, LXXXIX, p. 75, 1913.

(2) Afin d'éviter le rayonnement ultraviolet inutile dans les observations visuelles.

tion de Fresnel est perpendiculaire à la fois au rayon incident et au rayon diffusé.

4<sup>o</sup> Le gaz carbonique diffuse une lumière plus intense : on peut l'analyser avec un spectroscopie très clair et à fente large. On y retrouve les trois raies jaune, verte et bleue du mercure, avec un éclat beaucoup trop faible pour qu'on puisse apprécier leur couleur, mais reconnaissables à leurs positions relatives dans le champ du spectroscopie.

## CHAPITRE VI

### APPLICATION DE LA PHOTOGRAPHIE AUX MESURES PHOTOMÉTRIQUES ET EN PARTICULIER A LA MESURE DE TRÈS FAIBLES ÉCLAIREMENTS

Les méthodes photographiques de photométrie paraissent actuellement les plus commodes et de beaucoup les plus sensibles. On sait qu'en première approximation l'action photographique dépend de l'éclairage de la plaque (éclairage  $\times$  temps de pose). Si l'énergie reçue par seconde est trop faible, il suffira pour arriver à un effet mesurable de prolonger la pose pendant plusieurs heures et même plusieurs jours. Nous verrons plus loin que la précision reste à peu près constante lorsque le flux lumineux et la longueur d'onde varient dans de très grandes limites. Il y a lieu de signaler aussi deux avantages d'importance secondaire :

1<sup>o</sup> Si les plages lumineuses à comparer ne varient pas avec le temps, il n'est pas nécessaire, comme dans le cas de l'observation visuelle, de les produire simultanément dans un même champ d'observation. On peut les photographier successivement ce qui permet de simplifier les montages ;

2<sup>o</sup> Les clichés fournissent des documents durables qu'on peut étudier à loisir.

Dans les expériences actuelles, où l'énergie diffusée est extrêmement faible, l'observation visuelle n'aurait pas une

précision suffisante<sup>(1)</sup>. Soit  $\epsilon$  l'éclat intrinsèque d'une source blanche étendue;  $\Delta\epsilon$  la plus petite différence d'éclat perceptible visuellement. Il résulte de mesures faites par Broca<sup>(2)</sup> que, pour un éclat voisin de  $10^{-5}$  bougie par centimètre carré, l'erreur relative serait supérieure à  $\frac{1}{20}$ . Or nous avons à mesurer ici des éclats intrinsèques compris entre  $10^{-6}$  et  $10^{-8}$  bougie par centimètre carré. Il faut donc renoncer à l'observation visuelle et utiliser la photographie.

a) *Recherche d'une méthode photographique correcte.* — La photométrie photographique cherche à substituer à la comparaison de deux éclairéments celle des couches d'argent réduit, ou, plus exactement, de leurs opacités. Si, dans une série d'expériences, toutes les conditions restent les mêmes (émulsion sensible, temps de pose, développement, etc.), on peut admettre que deux éclairéments égaux produisent des couches d'argent de même opacité. L'étude expérimentale de l'opacité en fonction de l'éclairement montre en outre que dans de très larges limites<sup>(3)</sup> elle est une fonction croissante de l'éclairement; dans cet intervalle, de l'égalité des opacités on déduit celle des éclairéments.

Nous appellerons « image photographique » la région de la plaque éclairée. Elle peut être la véritable image, au sens de l'optique géométrique, d'une source lumineuse projetée sur la plaque sensible avec un objectif : l'éclairement de l'image photographique varie dans ce cas proportionnelle-

(1) Je laisse naturellement de côté le bolomètre et les piles thermo-électriques qui manquent de sensibilité.

(2) A. BROCA, *Journal de Physique*, III, p. 206, 1894; L. CHAUMONT, *Annales de Physique*, IV, p. 134, 1915.

(3) BOUSSASSE (*Cours de Physique*, « Vision et reproduction des formes et des couleurs », p. 452) rappelle le phénomène connu depuis longtemps de l'« inversion » qu'on obtient avec des éclairages extrêmement intenses (expositions de quelques secondes à la lumière du soleil). Ce phénomène n'est évidemment pas à craindre ici.

ment à l'éclat de la source. L'image peut aussi reproduire l'ouverture d'un diaphragme qu'on applique contre la plaque et qu'éclaire une source à distance invariable : l'éclairement est ici proportionnel à l'intensité de la source. Dans les deux cas l'éclairement de l'image est proportionnel à l'éclat du faisceau incident, tel que le définit Chaumont, ce qui permet de mesurer les coefficients de transparence des milieux traversés. (Les définitions de l'étendue et de l'éclat d'un faisceau lumineux<sup>(1)</sup>, sans être classiques, sont d'un emploi commode en photométrie).

On voit comment se posent les différents problèmes de la photométrie photographique. Pour les résoudre deux opérations sont nécessaires :

1° Chercher à obtenir sur une plaque sensible, dans des conditions bien définies, deux images d'égale opacité;

(1) Considérons, dans un milieu d'indice absolu  $\mu$ , tous les rayons qui rencontrent l'élément de surface  $ds$  et tels que les parallèles à ces rayons, menées par un point arbitraire O, soient toutes comprises à l'intérieur d'un cône d'angle solide infiniment petit  $d\omega$ .

Nous appellerons « étendue du faisceau élémentaire », constitué par tous ces rayons, l'expression :

$$dE = \mu^2 \cos \theta d\omega ds,$$

$\theta$  étant l'angle que fait la direction des rayons avec la normale à  $ds$ . L'étendue E d'un faisceau lumineux quelconque est la somme des étendues de ses éléments. Si le faisceau élémentaire d'étendue  $dE$  transporte par unité de temps une quantité d'énergie  $d\Phi$  (flux lumineux), l'éclat du faisceau est :

$$\varepsilon = \frac{d\Phi}{dE}.$$

L'éclat d'un point d'une source dans une direction donnée est l'éclat du faisceau élémentaire émis par ce point dans cette direction. L'éclairement moyen d'une surface est le rapport :

$$\varepsilon = \frac{\Phi}{S}, \quad \text{avec} \quad \Phi = \int_E \varepsilon dE,$$

entre le flux lumineux reçu par la surface et son aire S (Voir CHAUMONT, *loc. cit.*, pp. 117-120).

2° Vérifier l'égalité des deux opacités.

L'opacité d'une image photographique, pour une radiation déterminée, est le rapport entre l'éclat d'un faisceau lumineux tombant normalement sur la plaque, et l'éclat du faisceau transmis.

On appelle densité le logarithme vulgaire de l'opacité. La mesure de la densité est une opération de photométrie visuelle qui se fait commodément avec la lumière verte de la vapeur de mercure.

b) *Mise en œuvre de la méthode. Interprétation des clichés.* — La méthode a été exposée par Fabry et Buisson en 1913 <sup>(1)</sup>. On opère en lumière monochromatique. Les deux éclairagements à comparer  $e_1$  et  $e_2$  ( $e_1 < e_2$ ) donneraient en des temps de pose égaux, des images de densités différentes. On affaiblit l'éclaircement le plus intense de manière à produire deux images de même intensité, et l'on mesure le facteur de réduction  $r$ . On a :

$$e_1 = r e_2.$$

L'erreur commise sur  $\frac{e_1}{e_2}$  résulte donc :

1° D'une erreur dans l'appréciation de l'égalité des densités, et par suite des éclairagements ;

2° D'une erreur dans la mesure du facteur de réduction qui donne l'égalité présumée.

Il est impossible d'arriver rapidement par la photographie à réaliser l'égalité des deux éclairagements ; on opère par interpolation. On fait sur la même plaque une série de poses de même durée avec des éclairagements voisins de  $e_1$ , soit :

$$r_1 e_2, \quad r_2 e_2, \quad r_3 e_2, \quad \text{etc.},$$

et l'on construit la courbe qui représente la densité  $\Delta$  en fonction de  $\log (r e_2)$  ou plus simplement la courbe :

$$\Delta = f(\log r).$$

(1) *Journal de Physique*, III, p. 196, 1913.

On étalonne ainsi le cliché. Sur la même plaque, avec le même temps de pose, l'éclairement  $e_1$  donne une densité  $\Delta_1$ . La courbe d'étalonnage permet de déterminer graphiquement le facteur  $r_n$  correspondant à  $\Delta_1$ , et l'on a :

$$\frac{e_1}{e_2} = r_n.$$

Il est souvent très facile de grouper plusieurs mesures sur le même cliché en faisant varier dans un rapport connu chacun des deux éclairnements à comparer, soit :

$$\begin{array}{lll} \rho_1 e_1, & \rho_2 e_1, & \rho_3 e_1, \dots \\ r_1 e_2, & r_2 e_2, & r_3 e_2, \dots \end{array}$$

les éclairnements variables. Mesurons les densités des images correspondantes et construisons les courbes :

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= f(\log \rho), \\ \Delta_2 &= f(\log r). \end{aligned}$$

Les valeurs particulières de  $\rho$  et de  $r$  qui correspondent à une densité donnée, arbitrairement choisie, vérifient la relation :

$$\rho e_1 = r e_2 \quad \text{ou :} \quad \frac{r}{\rho} = \frac{e_1}{e_2}.$$

Ce rapport est constant. Les deux courbes se déduisent l'une de l'autre par une translation parallèle à l'axe des abscisses. A titre d'exemple, je donne ici les résultats d'une expérience faite sur la lumière diffusée par l'oxygène et le gaz carbonique. Le faisceau de lumière incident, rendu visible par les molécules des gaz parcourus, a été photographié latéralement à travers un polariseur (qui ne laissait passer que la vibration perpendiculaire au faisceau incident) et un analyseur (qui réduisait dans un rapport donné l'intensité de cette vibration). La courbe  $C_2$  est relative au gaz carbonique, la courbe  $C_1$  à l'oxygène. On a :

$$\begin{aligned} \log \rho - \log r &= 0,45, \\ \frac{e_1}{e_2} &= 0,358. \end{aligned}$$

Pour diminuer les erreurs dues aux interpolations il y a toujours avantage, si l'on connaît approximativement  $e_1/e_2$  à choisir les facteurs de réduction de telle sorte que, dans chaque série, les éclairéments  $\rho_1 e_1$  et  $r_1 e_2$ ,  $\rho_2 e_1$  et  $r_2 e_2$ ,  $\rho_3 e_1$  et  $r_3 e_2$ , ..., soient voisins et donnent des densités aussi peu

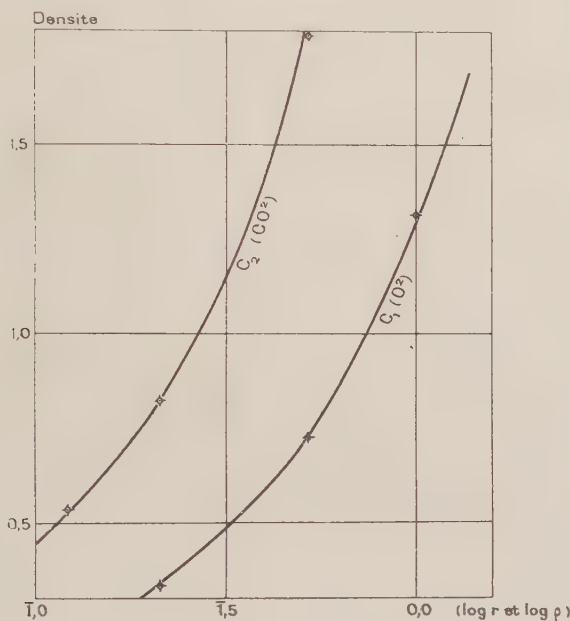


Fig. 8.

différentes que possible. Si les deux courbes ne peuvent pas être amenées en coïncidence par une translation parallèle à l'axe des abscisses, une erreur systématique s'est glissée dans les mesures. La réduction de l'un des deux éclairéments est incorrecte ou la région de la plaque sensible sur laquelle ont été prises les images n'est pas suffisamment homogène.

Lorsque les images à comparer recouvrent une région étendue de la plaque (quelques centimètres carrés) il n'est

plus légitime d'admettre l'homogénéité de la couche sensible, et des éclairagements différents peuvent donner deux images de même densité<sup>(1)</sup>.

Pour mesurer la grandeur de cet effet, j'ai pris, sur une plaque  $6 \frac{1}{2} \times 9$ , trois séries identiques de clichés, l'une à 1 cm. d'un grand côté, les deux autres au centre de la plaque, à 2 cm. l'une de l'autre. Chaque série se composait de trois petites images rectangulaires, très rapprochées, correspondant aux éclairagements 100, 98 et 96,2 (en unités arbitraires). Voici le tableau des résultats obtenus :

| Éclairagements | DENSITÉS                |                         |                         |
|----------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|
|                | Série 1                 | Série 2                 | Série 3                 |
| 100            | $2,355 - 1,440 = 0,915$ | $2,315 - 1,230 = 1,085$ | $2,335 - 1,230 = 1,105$ |
| 98             | $2,285 - 1,440 = 0,845$ | $2,235 - 1,230 = 1,005$ | $2,250 - 1,230 = 1,020$ |
| 96,2           | $2,215 - 1,420 = 0,795$ | $2,135 - 1,240 = 0,895$ | $2,145 - 1,240 = 0,905$ |

J'ai donné pour chaque cliché la différence entre la densité de l'image et celle du fond. Il faut éliminer la première série. L'influence du bord est encore sensible à 1 cm. Entre les images correspondantes des séries 2 et 3 la différence de densité est voisine de 0,015. C'est celle que donnerait une variation d'éclairement :

$$\frac{de}{e} = 0,003.$$

Ainsi deux erreurs s'ajoutent dans la mesure des densités.

(1) Il faut surtout éviter les bords de la plaque qui se voilent par un développement prolongé et donnent des résultats irréguliers. Il y a lieu pour des mesures précises de n'employer que de grandes plaques dont on aura coupé les bords. En tout cas les seules régions utilisables du cliché sont celles qui présentent, en dehors des images, un fond de densité constante. La variation de la densité du fond est un indice certain de l'hétérogénéité.

La première, de 0,005 environ, est l'erreur d'appréciation au microphotomètre (à peu près constante lorsque la densité varie entre 0,5 et 3). On commet la seconde en comparant deux images distantes de quelques centimètres. Si la première erreur est inévitable, nous pouvons annuler la seconde par des expériences croisées ou plus simplement en groupant sur une même région de la plaque les images à comparer. Il y aura donc avantage à former des images de très petites dimensions (de quelques millimètres carrés) rapprochées les unes des autres, et à les étudier avec un microphotomètre.

c) *Précision de la méthode photographique.* — Lorsque la densité est comprise entre 0,5 et 3 on la mesure au microphotomètre de Fabry et Buisson, avec une erreur possible de  $\pm 0,005$ . Il faut en tirer l'erreur relative commise sur l'éclairement. Elle dépend de la fonction  $\Delta = f(\log e)$  dont l'allure est actuellement bien connue.  $\Delta$  croît d'abord très lentement pour de faibles éclaircissements; lorsque les éclaircissements deviennent trop intenses  $\Delta$  n'augmente plus sensiblement. Il y a saturation du cliché. Entre ces deux régions, dans un intervalle assez étendu de part et d'autre du point d'inflexion,  $\Delta$  varie proportionnellement à  $\log e$ . On a l'habitude de désigner par  $\gamma$  le coefficient angulaire de cette partie rectiligne de la courbe. Soit  $\varepsilon$  l'erreur absolue commise sur la densité. L'erreur sur l'éclairement a pour expression :

$$\frac{de}{e} = \frac{\varepsilon}{f'(\log e)}.$$

Elle est minima au voisinage du point d'inflexion et égale dans ce cas à :

$$(40) \quad \frac{de}{e} = \frac{\varepsilon}{\gamma}.$$

Il faut donc :

1° Choisir le temps de pose — suivant l'ordre de grandeur des éclaircissements à mesurer — de manière à se trouver

dans la région du point d'inflexion. La densité est alors comprise entre 0,5 et 2,5.

2° Obtenir pour  $\gamma$  la valeur la plus grande possible par le choix de la plaque (plaque à contrastes), du révélateur, de la température du bain (15° à 20°) et par une durée de développement suffisante (10 minutes).

Des mesures photométriques ont été faites à plusieurs reprises, au cours de ce travail, avec différentes radiations violettes et ultraviolettes. Pour chaque mesure j'avais à prendre sur une même plaque plusieurs photographies du spectre de la vapeur de mercure en réduisant dans un rapport connu l'éclairement de la fente du spectroscopie. Parmi les raies ainsi photographiées, il en est dont l'intensité est trop grande pour le temps de pose adopté et qui donnent une image saturée. Pour d'autres le temps de pose est insuffisant. Mais pour toutes les raies dont les densités sont comprises entre 0,5 et 2,5 la variation de la densité en fonction du logarithme de l'éclairement est sensiblement linéaire et diminue avec la longueur d'onde tout le long du spectre ultraviolet.

1° Exemple : Source peu intense, temps de pose d'une heure :

|                   |                 |
|-------------------|-----------------|
| $\lambda = 4.358$ | $\gamma = 1,81$ |
| 3.650             | 1,46            |
| 3.131             | 1,10            |

2° Exemple : Temps de pose de trois minutes :

|                   |                 |
|-------------------|-----------------|
| $\lambda = 4.916$ | $\gamma = 1,08$ |
| 3.900             | 1,05            |
| 3.780             | 1,05            |
| 3.341             | 1,00            |
| 2.967             | 0,90            |
| 2.893             | 0,90            |
| 2.803             | 0,89            |
| 2.650             | 0,80            |
| 2.536             | 0,78            |
| 2.400             | 0,74            |
| 2.378             | 0,71            |

(Les images des raies 4.358, 4.046 et 3.650 étaient à peu près saturées et inutilisables);

3<sup>e</sup> Exemple : Source intense. Temps de pose :  $\frac{1}{20}$  seconde :

|                   |                 |
|-------------------|-----------------|
| $\lambda = 4.358$ | $\gamma = 0,92$ |
| 4.046             | 0,935           |
| 3.650             | 0,78            |
| 3.131             | 0,69            |
| 2.650             | 0,66            |
| 2.536             | 0,62            |

(Le maximum de sensibilité se trouve à l'extrémité violette du spectre visible).

Ces trois séries de mesures ont été faites <sup>(1)</sup> sur des plaques  $\Sigma$  révélées au métol-hydroquinone pendant dix minutes.

On peut en tirer les conclusions suivantes :

1<sup>o</sup> *Si l'on prend soin de toujours choisir le temps de pose optimum, l'erreur relative est pratiquement indépendante de l'éclairement et de la longueur d'onde.* Dans les trois exemples précédents les éclairnements varient de 1 à 70.000 environ; les longueurs d'onde de 4.916 à 2.378 et *de/e* reste compris entre  $\frac{1}{400}$  et  $\frac{1}{100}$  ;

2<sup>o</sup> *En particulier dans la plupart des mesures qui font l'objet de ce travail, avec les longueurs d'onde utilisées, comprises entre 4.358 et 3.131, une variation de/e égale à 0,01 donnera une différence voisine de + 0,01 entre les densités, et cette différence sera toujours appréciable au microphotomètre.*

c-d) *Comparaison des très faibles éclairnements.* — On peut employer la méthode photographique à mesurer de très faibles éclairements en lumière violette et ultraviolette.

(1) Comme source de lumière on a utilisé soit une lampe en quartz à vapeur de mercure dont le rayonnement tombait directement sur la fente du spectroscopie, soit sur une surface diffusante éclairée par la lampe.

Toutes les considérations précédentes s'appliquent à ce cas particulier; il suffira de prolonger le temps de pose. Je montrerai sur un exemple l'extrême faiblesse des éclairéments qu'il est possible de mesurer par photographie.

Dans les expériences sur la polarisation de la lumière diffusée par l'air le rapport  $\varepsilon/\varepsilon_0$  entre l'éclat de l'image photographique que donne la vibration parallèle au faisceau initial et l'éclat de la lampe en quartz à vapeur de mercure, vaut <sup>(1)</sup> :

$$1,5 \times 10^{-11} \text{ pour } \lambda = 4.358 \quad \text{et} \quad 2,1 \times 10^{-11} \text{ pour } \lambda = 3.650.$$

En admettant, pour fixer l'ordre de grandeur, que  $\varepsilon_0$  est de 15 watts <sup>(2)</sup> par centimètre carré,  $\varepsilon$  (exprimé en ergs par seconde, par centimètre carré et par unité d'angle solide) a une valeur numérique voisine de  $27 \times 10^{-4}$ . La plaque sensible reçoit, dans les conditions des expériences, un éclairément :

$$e = 33 \times 10^{-8} \frac{\text{erg}}{\text{sec.} \times \text{cm}^2}.$$

La surface éclairée est ici de 3 mm<sup>2</sup>. Mais on peut n'utiliser, dans une mesure au microphotomètre, qu'une surface inférieure à 0 mm<sup>2</sup> 01, et l'on voit ainsi qu'on arriverait à comparer avec précision par la photographie des puissances rayonnées de l'ordre de  $3 \times 10^{-8}$  ergs par seconde <sup>(3)</sup>. Le temps de pose est de dix heures. En augmentant encore le temps de pose on pourrait étudier des éclairéments plus faibles.

Il serait difficile dans ce cas d'arriver à la densité optimale de 0,5 à 1,5 avec les durées de pose pratiquement réalisa-

<sup>(1)</sup> En tenant compte des réflexions sur toutes les surfaces réfringentes.

<sup>(2)</sup> Lampe A. E. G. (167 volts, 4 ampères). Radiations comprises entre 4.358 et 3.341.

<sup>(3)</sup> A la limite de visibilité l'œil reçoit d'une source ponctuelle  $12,6 \times 10^{-10}$  ergs par seconde (H. Buisson, *Journal de Physique*, VII, p. 74, 1917).

bles. Le choix du révélateur, la durée du développement et surtout le choix de l'émulsion sensible prennent une grande importance.

Je suis arrivé à réduire de moitié les temps de pose par une exposition préalable de la plaque sensible à la lumière <sup>(1)</sup>. On sait que, pour un temps de pose donné, tant que l'éclairement est faible, la densité reste à peu près nulle ; puis, lorsque l'éclairement atteint une valeur suffisante, elle croît assez brusquement, et dès lors à de faibles variations de l'éclairement correspondent des variations appréciables de la densité. Si la plaque a préalablement reçu un éclairement convenable, on se trouve dans cette région de bonne sensibilité, et l'on pourra faire agir utilement des éclaircissements beaucoup plus faibles sans avoir à trop prolonger les poses.

e) *Photométrie en lumière complexe*. — La méthode que je viens de décrire est applicable en lumière complexe si la distribution de l'énergie dans le spectre est identique pour les deux sources à comparer <sup>(2)</sup>. Soit :  $\varepsilon_\lambda$  et  $\varepsilon'_\lambda$  les énergies émises par chacune des deux sources sous forme de radiations de longueur d'onde  $\lambda$ . On a, quel que soit  $\lambda$  :

$$\varepsilon_\lambda = r\varepsilon'_\lambda,$$

et

$$\Sigma \varepsilon_\lambda = r \Sigma \varepsilon'_\lambda,$$

la somme étant étendue à l'ensemble des radiations émises. Si donc on arrive à réduire  $\Sigma \varepsilon'_\lambda$  dans le rapport  $r$ , et dans ce cas seulement, on produira sur la plaque sensible deux

(1) En l'exposant, par exemple, pendant une ou deux minutes à un mètre ou deux d'une source de  $\frac{1}{100}$  de bougie.

(2) C'est le cas de la lumière diffusée par tous les gaz transparents, lorsqu'on les éclaire avec une même source, si l'on admet pour tous une même loi de dispersion.

éclairagements égaux qui donneront des images de densité égale.

Lorsque les éclairagements sont faibles il devient commode d'opérer en lumière complexe pour éviter de trop prolonger le temps de pose. On doit s'assurer dans ce cas que le système de réduction interposé entre la source la plus intense et la plaque sensible affaiblit toutes les radiations dans le même rapport.

g) *Systèmes de réduction de l'éclairement.* — La comparaison des différents systèmes de réduction applicables aux mesures photométriques a été faite récemment par Ribaud <sup>(1)</sup> qui a tout particulièrement étudié la méthode de diaphragme et celle des nicols. Ribaud cherchait à atteindre un coefficient de réduction compris entre  $\frac{1}{10}$  et  $\frac{1}{100}$  pour toutes les radiations du spectre ultraviolet.

Je poserai la question différemment ; il s'agit ici d'aller beaucoup plus loin ; il faut pouvoir réduire l'éclairement de la plaque photographique dans un rapport quelconque entre 1 et  $10^{-8}$ . Je ne crois pas qu'il y ait de méthode générale applicable à la fois à toute cette échelle de réduction et à toute l'étendue du spectre violet et ultraviolet. Je discuterai les diverses méthodes que j'ai eu l'occasion d'étudier ou d'appliquer au cours de ce travail.

Considérons le faisceau lumineux limité d'une part par une surface égale à l'unité, découpée sur la plaque photographique et d'autre part par un diaphragme de surface  $S$ , à une distance  $D$  de la plaque, dans le même milieu d'indice 1. L'étendue du faisceau a pour expression si la distance  $D$  est grande par rapport aux surfaces des deux diaphragmes :

$$E = \frac{S}{D^2} ;$$

en supposant l'éclat constant pour tous les rayons du faisceau nous avons l'éclairement de la plaque :

(1) G. RIBAUD, *Annales de Physique*, XII, p. 107, 1919.

$$e = \varepsilon E = \varepsilon \frac{S}{D^2}.$$

Les méthodes de réduction de l'éclairement peuvent donc se classer en deux groupes :

- 1° Par variation de l'étendue du faisceau ;
- 2° Par variation de l'éclat.

Dans le premier groupe j'étudierai la méthode du diaphragme, celle de la variation des distances et celle des lentilles.

Dans le second, la méthode des nicols et celle des lames absorbantes solides ou liquides.

*Méthode du diaphragme.* — C'est la plus simple, elle est applicable à toutes les radiations. Le diaphragme peut être placé n'importe où sur le faisceau à condition :

- 1° Que l'éclairement soit uniforme dans son plan ;

2° Que les milieux traversés n'absorbent pas sensiblement les radiations utilisées, si leurs épaisseurs varient lorsqu'on diaphragme le faisceau. Nous prendrons donc des lentilles de quartz ou de verre uviol, même pour le début de l'ultra-violet.

Supposons qu'on fasse varier l'une des dimensions d'un diaphragme rectangulaire de 4 cm. à 0 cm. 2 ; les phénomènes de diffraction n'interviennent pas, le coefficient de réduction est de  $\frac{1}{20}$  et l'erreur (en supposant les longueurs mesurées à  $\frac{1}{100}$  de millimètre) est de  $\frac{1}{200}$  environ.

*Méthode de la variation des distances.* — Nous ne sommes limités ici que par les dimensions du laboratoire. Supposons que la distance du diaphragme S à la plaque puisse varier de 0 m. 50 à 6 mètres et que chaque longueur soit mesurable à  $\frac{1}{4}$  de millimètre. Le coefficient de réduction vaut  $\frac{1}{100}$  et est connu avec une erreur :  $dr/r = 1/1000$ .

Cette méthode paraît donc bien préférable à la précédente. Mais on ne peut guère l'appliquer que dans le montage

simple où le faisceau lumineux à étudier tombe directement de la source sur la plaque photographique, sans interposition de lentilles ou de prismes. C'est l'ouverture du diaphragme S, placé immédiatement après la lampe et uniformément éclairé, qui joue le rôle de source de lumière.

Dans le cas où la plaque photographique ne serait pas directement éclairée par la source il faudrait modifier et compliquer un peu la méthode. On réaliserait une source



Fig. 9.

auxiliaire, d'éclat réglable, en éclairant une surface diffuse AB avec la source S mobile suivant OO'.

Cette source auxiliaire, délimitée par le diaphragme  $\Sigma$ , sera placée à une distance fixe de l'appareil d'observation, un spectroscopie, par exemple (fig. 9). On pourra faire ainsi des mesures correctes de spectrophotométrie sans risquer d'altérer la pureté des spectres par variation de la largeur des faisceaux. C'est par cette méthode qu'ont été rapidement mesurés les coefficients de transparence de la page 66. Pour des mesures précises on tiendra compte de ce que l'écran AB polarise par diffusion et que le spectroscopie peut jouer le rôle d'analyseur. Il faudra éviter que la proportion de lumière polarisée varie avec la distance de S à l'écran. On prendra une source S sensiblement ponctuelle et on projettera le point O sur la fente du spectroscopie : les angles d'incidence et de diffusion des rayons utiles resteront ainsi sensiblement constants d'une expérience à l'autre.

*Méthode des lentilles.* — On peut, en interposant une ou plusieurs lentilles de courte distance focale entre le diaphragme S qui joue le rôle de source lumineuse et la plaque photographique, réduire l'éclairement de la plaque dans des limites beaucoup plus larges que ne le permettent pratiquement les deux méthodes précédentes.

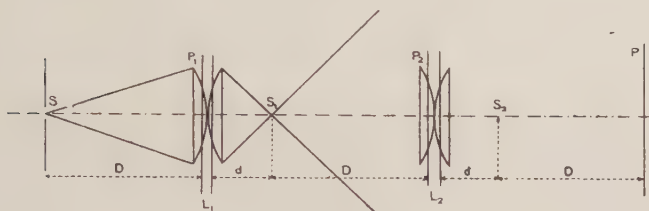


Fig. 10.

Soit  $P_1$  (fig. 10) une première position de la plaque photographique, à la distance  $D$  de la source  $S$  d'intensité  $I$ ; l'éclairement de  $P_1$  est égal à  $I/D^2$ . Si nous substituons à la plaque  $P_1$  une lentille très convergente  $L_1$  qui donne de  $S$  l'image  $S_1$  à la distance  $d$ , l'éclairement du plan  $P_2$  situé à la distance  $D$  de  $S_1$  sera :

$$\frac{I_1}{D^2} = \frac{Id^2}{D^4}.$$

Avec une deuxième lentille  $L_2$  identique à la première et placée dans le plan  $P_2$ , on obtiendra dans le plan  $P$  à la distance  $S_2P = D$ , l'éclairement  $I \frac{d^4}{D^6}$ , et le coefficient de réduction, avec deux lentilles est :

$$r = \frac{d^4}{D^4}.$$

On a substitué à la source  $S$  une source  $S_2$  de même éclat mais  $(d/D)^4$  fois plus petite. Tout se passe comme si on avait diaphragmé  $S$ , ou encore si on avait multiplié par  $(D/d)^2$  sa distance à la plaque sensible. Supposons

$D = 1$  mètre et  $d = 5$  cm. (distances focales un peu supérieures à 5 cm.). On a :

$$r = \left( \frac{1}{20} \right)^4 = \frac{1}{160.000}.$$

En réalité, il faut aussi tenir compte de la fraction de lumière réfléchie sur les faces des lentilles dont on peut calculer la valeur à l'aide de formules de Fresnel. Si, d'autre part, les lentilles ne sont pas achromatiques, le coefficient  $r$  diminue avec la longueur d'onde. Ces calculs n'offrent aucune difficulté.

Si les éléments principaux de lentilles  $L_1$  et  $L_2$  ont été déterminés pour chaque radiation à  $\frac{1}{20}$  m/m,  $\frac{dr}{r}$  est, dans l'exemple numérique choisi plus haut, voisin de  $\frac{1}{100}$ . Avec des lentilles de quartz on peut étudier ainsi, sans difficulté, tout le spectre violet et ultraviolet jusque vers 2.200.

*Méthode des nicols.* — Les méthodes qui restent à étudier ont l'avantage de ne pas exiger pour chaque expérience un nouveau réglage et une nouvelle étude géométrique du faisceau : les surfaces réfringentes que traverse le faisceau et les diaphragmes qui le définissent sont installés une fois pour toutes ; les mesures deviennent ainsi plus rapides et plus sûres.

Dans le cas où le coefficient de réduction que l'on veut obtenir est supérieur à  $\frac{1}{100}$  il suffit de placer deux nicols sur le faisceau, dans une région où les rayons sont sensiblement parallèles. Le polariseur est fixe ; l'analyseur est mobile, et on le choisit à champ normal pour éviter un déplacement du faisceau pendant les rotations. Après avoir déterminé l'azimut d'extinction du nicol mobile, on le fait tourner d'un angle  $\alpha$ . L'éclat du faisceau émergent est proportionnel à  $\sin^2 \alpha$  et :

$$\frac{dr}{r} = 2 \cotg \alpha \, d\alpha.$$

Nous pouvons admettre une erreur  $d\alpha = 2'$  dans la mesure de  $\alpha$ . Pour un coefficient de réduction de l'ordre de  $\frac{1}{20}$ , on a donc, comme avec la méthode du diaphragme,  $\frac{dr}{r} = \frac{1}{200}$ , mais si la réduction est voisine de  $\frac{1}{100}$ , l'erreur  $\frac{dr}{r}$  atteint  $\frac{1}{100}$ . De bons nicols limpides et bien collés, donneraient  $\alpha$  avec une erreur inférieure à  $1/2$  minute. On pourrait alors déterminer à  $\frac{1}{100}$  près un rapport  $r$  inférieur à  $\frac{1}{1000}$ .

Les appareils de polarisation habituels (spath collé au baume du Canada) permettent d'affaiblir sans altérer sa composition spectrale, l'éclat d'une source complexe émettant des radiations violettes et ultraviolettes de longueurs d'onde supérieures à 3.200.

On a cherché à obtenir avec trois nicols des coefficients de réduction plus faibles. Le réglage doit se faire de la manière suivante. Soit  $P_1$  et  $P_3$  les deux nicols extrêmes ;  $P_2$  le nicol intermédiaire. Après avoir mis en place les nicols  $P_1$  et  $P_2$

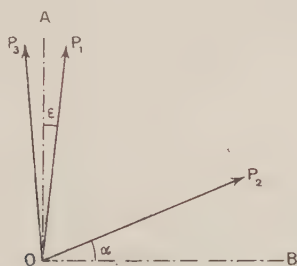


Fig. 11.

on les règle à l'extinction. Puis on supprime momentanément le nicol  $P_1$  (ou on le fait tourner d'environ  $90^\circ$ ), on met en place le nicol  $P_3$  et l'on règle  $P_2$  et  $P_3$  à l'extinction. On replace alors  $P_1$  à  $90^\circ$  et  $P_2$ , dans la position déterminée

par le premier réglage. Par suite de l'imperfection de ces deux réglages, les vibrations  $OP_1$  et  $OP_3$  (fig. 11) transmises par chacun des deux nicols extrêmes font un angle  $2\varepsilon$  inférieur à  $4'$ . Il reste à amener le nicol intermédiaire dans la position  $OP_2$  où il produit l'affaiblissement cherché.

Soit OA et OB les bissectrices de l'angle  $P_1OP_3$  et  $\alpha$  l'angle  $BOP_2$ . Le coefficient de réduction est égal à :

$$\sin^2(\alpha + \varepsilon) \sin^2(\alpha - \varepsilon),$$

où, sensiblement :

$$\sin^4 \alpha - 2\varepsilon^2 \sin^2 \alpha (1 + \sin^2 \alpha),$$

le deuxième terme est négligeable devant le premier tant que  $\alpha^2$  est inférieur à  $\frac{1}{10.000}$  et l'on peut écrire :

$$r = \sin^4 \alpha, \quad \frac{dr}{r} = 4 \cotg \alpha d\alpha.$$

Avec les polariseurs de fabrication courante l'erreur  $d\alpha$  ne dépasse pas  $3'$  et l'on a  $\frac{dr}{r} = \frac{1}{100}$  pour un coefficient de réduction voisin de  $\frac{1}{100}$ , et  $\frac{dr}{r} = \frac{1}{50}$  lorsque le coefficient de réduction atteint  $\frac{1}{1000}$ . De très bons nicols donneraient  $\alpha$  avec une erreur inférieure à  $45''$ , et l'on pourrait déterminer à  $\frac{1}{100}$  des rapports de réduction voisins de  $\frac{1}{2000}$ .

Les trois nicols ont un autre avantage : ils laissent passer moins de lumière parasite. Un calcul facile montre que, si la fraction de lumière diffusée et dépolarisée par un des nicols est  $k_1$ , l'éclat de la lumière parasite, à l'extinction, vaut  $2k_1e_0$  ( $e_0$  est l'éclat du faisceau qui a traversé le premier nicol) après deux nicols : il est quatre fois moindre après trois nicols.

*Méthode des lames absorbantes.* — Si les polariseurs ordinaires ne permettent pas d'obtenir avec précision des réductions d'éclat dépassant  $\frac{1}{1000}$ , on peut du moins les

utiliser pour déterminer le coefficient d'absorption d'un corps solide ou liquide sous une épaisseur convenable. On réalisera ensuite, avec des épaisseurs plus grandes, des affaiblissements aussi grands qu'on voudra,

Soit  $k$  le coefficient d'absorption mesuré, relatif à une radiation monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$ . Soit  $r$  le coefficient de réduction cherché, qu'on obtient avec une épaisseur  $x$  du corps absorbant, on a :

$$r = e^{-kx}.$$

Pour affaiblir dans le rapport  $10^{-6}$  l'éclat d'un faisceau, il suffirait d'interposer, par exemple, 5 cm. d'un liquide dont le coefficient d'absorption serait 2,76.

L'erreur  $\frac{dr}{r}$  est égale ici à :

$$(41) \quad \frac{dr}{r} = \text{Log } r \left( \frac{dx}{x} + \frac{dk}{k} \right).$$

A condition de prendre des épaisseurs assez grandes, supérieures par exemple à 4 cm., on peut facilement obtenir, pour  $\frac{dx}{x}$ , une valeur voisine de  $\frac{1}{1000}$ . Nous verrons plus

loin que  $\frac{dk}{k} = \frac{4}{1000}$ . On a donc :

|                      |                                    |
|----------------------|------------------------------------|
| Pour $r = 10^{-4}$ , | $\frac{dr}{r} = \frac{4,5}{100}$ , |
| $10^{-6}$ ,          | $\frac{7}{100}$ ,                  |
| $10^{-8}$ ,          | $\frac{9}{100}$ ,                  |
| $10^{-10}$ ,         | $\frac{12}{100}$ .                 |

L'erreur relative reste comprise entre  $\frac{1}{20}$  et  $\frac{1}{10}$  lorsque  $r$  croît de  $10^{-4}$  à  $10^{-8}$ . Pour obtenir le coefficient de réduction avec une erreur inférieure à  $\frac{1}{100}$ , il faudrait avoir :

$$\frac{dx}{x} + \frac{dk}{k} = \frac{1}{1000}.$$

Il semble bien difficile, comme nous allons le voir, d'atteindre une telle précision.

*Détermination de k.* — La mesure des coefficients d'absorption a été très soigneusement étudiée par Bruhat <sup>(1)</sup> et par Ribaud <sup>(2)</sup>. Toutes les méthodes consistent à comparer deux faisceaux, l'un qui traverse le liquide étudié, et l'autre, le système réglable de réduction. Lorsque les deux éclats paraissent égaux, on a, en désignant par  $\rho$  le coefficient et par  $l$  l'épaisseur traversée,

$$k = -\frac{\text{Log } \rho}{l}, \quad \text{et} \quad \frac{dk}{k} = \frac{1}{\text{Log } \rho} \cdot \frac{d\rho}{\rho}.$$

Nous négligeons ici les erreurs provenant de la mesure de  $l$  et de l'incertitude dans l'appréciation de l'égalité des deux éclats. Cette formule montre que, si  $d\rho/\rho$  restait constant, il y aurait intérêt à prendre une source lumineuse de très grand éclat et à augmenter l'épaisseur  $l$ . On diminuerait ainsi  $\left[ \frac{dk}{k} \right]$  qui contient  $[\text{Log } \rho]$  en dénominateur <sup>(3)</sup>. Mais lorsque  $\rho$  diminue,  $d\rho/\rho$  augmente, en l'on trouve ainsi que, quel que soit le mode de réduction, « la sensibilité dans la mesure d'un coefficient d'absorption passe par un maximum pour une valeur convenable de l'épaisseur absorbante » (Ribaud).

Supposons le coefficient d'absorption à mesurer voisin de 2,76; si nous utilisons la méthode des nicols, il faudra arriver à un rapport de réduction voisin de  $\frac{1}{100}$ , c'est-à-dire prendre une épaisseur de 1 cm. environ. L'erreur sera :

$$(42) \quad \frac{dk}{k} = \frac{dl}{l} + \frac{1}{\text{Log } \rho} \left( \frac{d\rho}{\rho} + \eta \right),$$

<sup>(1)</sup> G. BRUHAT, *Annales de Physique*, III, p. 447, 1915.

<sup>(2)</sup> G. RIBAUD, *loc. cit.*, p. 141.

<sup>(3)</sup> Les crochets indiquent qu'il s'agit des valeurs absolues et non des valeurs algébriques.

$\eta$  est l'erreur commise dans l'appréciation de l'égalité de deux éclats, voisine de  $\frac{1}{200}$  ;  $\frac{dl}{l} = \frac{1}{500}$  , on a donc :

$$\frac{dk}{k} = \frac{1}{200} .$$

Avec la méthode de la variation des distances l'erreur  $\frac{dk}{k}$ , pour la même épaisseur d'absorbant, ne dépasserait pas  $\frac{1}{300}$  . Mais ici le terme le plus important est  $\eta/\text{Log } \rho$  . Si l'on opère par photographie,  $\eta$  est constant dans un grand intervalle ; il y a donc lieu d'augmenter l'épaisseur (pour diminuer  $[\text{Log } \rho]$ ) autant que le permettent les conditions de l'expérience. On est limité, lorsque  $\rho$  devient trop faible, par les dimensions du laboratoire et la durée pratiquement réalisable des poses photographiques.

Il semble que, bien étudiée, avec emploi d'une source diffusante auxiliaire, la méthode des lentilles donnerait à  $\frac{1}{500}$  près un coefficient d'absorption inférieur à 6. Nous avons vu en effet que, si le coefficient de réduction est égal à  $\frac{1}{160.000}$  ,  $\frac{d\rho}{\rho} = \frac{1}{100}$  . Supposons toujours  $k = 2,76$  : l'épaisseur  $l$  correspondant à  $\rho$  est voisine de 5 cm., et  $\frac{dl}{l} = \frac{1}{2.500}$  . Nous avons :

$$\frac{dk}{k} = \frac{1}{2.500} + \frac{1}{5,2 \times 2,3} \left[ \frac{1}{200} + \frac{1}{100} \right] < \frac{1}{500} .$$

Si le coefficient d'absorption était supérieur à 10, il faudrait opérer sous des épaisseurs trop faibles et par suite déterminées avec une approximation insuffisante.

*Choix du corps absorbant.* — Quel que soit l'absorbant choisi le coefficient d'absorption varie avec la longueur d'onde et nous avons à faire une nouvelle mesure pour chacune des radiations utiles. Il faut cependant distinguer les corps dont le coefficient d'absorption varie peu avec la

longueur d'onde, et sont utilisables sur une assez grande étendue du spectre, des corps dont le coefficient d'absorption, rapidement variable, ne permettra d'affaiblir dans le rapport voulu que quelques radiations voisines. Dans le premier groupe se classent les verres dits à teinte neutre qui souvent ne sont que des verres colorés très chargés (verres au cuivre, au cobalt ou au nickel, par exemple) : on les a souvent utilisés pour faire des coins photométriques, mais dès qu'on veut des plages un peu grandes, on est gêné par le défaut d'homogénéité. Dans le second groupe nous aurons la plupart des solutions absorbantes qu'on aura soin de choisir bien limpides (pour n'avoir pas de lumière diffusée) et inaltérables à la lumière.

La mesure du coefficient d'absorption d'une solution, faite dans des conditions très bien déterminées, a l'avantage de constituer un renseignement plus utile que l'étalonnage d'un verre noir et de pouvoir être précisée plus tard, dans un laboratoire quelconque, si le perfectionnement des méthodes rend ce contrôle utile. D'autre part, les solutions présentent un inconvénient ; c'est la grande variation, avec la température, du coefficient d'absorption. Il est nécessaire, si l'on emploie une cuve absorbante à une mesure photométrique précise, de connaître exactement la température. Il faut enfin tenir compte de la variation du coefficient d'absorption avec la longueur d'onde, qui exige que la radiation incidente soit parfaitement définie, surtout dans les régions de la courbe d'absorption où le coefficient varie vite. Comme il n'est pas possible d'obtenir une source rigoureusement monochromatique, on n'a qu'une ressource pour éliminer cette cause d'erreur : faire toutes les mesures avec la même lampe maintenue sous le même régime. On utilisera, par exemple, la radiation 4.358,3 (plus simple que le groupe 3.650-3.663) d'une lampe en quartz à vapeur de mercure prenant 4 ampères sous 170 volts.

Je donne ici les résultats des mesures faites sur deux solutions jaunes  $S_1$  et  $S_2$  éclairées par la radiation 4.358 :

|                      |                   |                   |                   |                   |      |      |
|----------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|------|------|
| Températures.        | 15                | 20                | 25                | 30                | 35   | 40   |
| Coefficients { $S_1$ |                   |                   | 2,66 <sub>5</sub> | 2,77              | 2,87 | 2,95 |
| d'absorption { $S_2$ | 1,64              | 1,69 <sub>5</sub> | 1,75              | 1,80              | 1,86 | 1,88 |
| Températures         | 45                | 50                | 55                | 60                | 65   |      |
| Coefficients { $S_1$ | 3,01              | 3,06 <sub>5</sub> | 3,09              | 3,11 <sub>5</sub> | 3,12 |      |
| d'absorption { $S_2$ | 1,86 <sub>5</sub> | 1,84              | 1,79              |                   |      |      |

Solution  $S_1 = 1 \text{ cm}^3$  950 d'une solution saturée d'acide picrique prise à la température de  $25^\circ$  et étendue de  $500 \text{ cm}^3$  d'eau.

Solution  $S_2 = 0 \text{ gr. } 498$  de chromate neutre de potassium dissous dans  $1.000 \text{ cm}^3$  d'eau distillée à  $26^\circ 6$ .

J'ai d'abord mesuré les coefficients d'absorption de  $S_1$  et de  $S_2$  à la température de  $26^\circ$  par la méthode des nicols. Le rayonnement de la lampe à vapeur de mercure était filtré par une cuve d'eau céleste et une cuve de sulfate acide de quinine, qui ne laissaient passer que les radiations bleue et vertes. Dans les conditions de l'expérience, seule la radiation bleue impressionnait la plaque sensible. La comparaison des coefficients d'absorption aux différentes températures a été faite ensuite par observation visuelle. Le microphotomètre permet d'effectuer facilement ces mesures. On compare au coin étalon :

1<sup>o</sup> Une cuve d'épaisseur déterminée remplie du liquide à étudier, dont on fait varier la température ;

2<sup>o</sup> A une température déterminée, différentes épaisseurs du même liquide, qu'on obtient en plongeant dans la cuve des lames de verre à faces parallèles dont on a mesuré l'épaisseur.

Le microphotomètre permet aussi de contrôler immédiatement, à une époque quelconque, le bon état de conservation des solutions.

g) *Mesure de la densité d'un cliché.* — Cette mesure exige un microphotomètre ; les clichés à comparer (raies d'un spectre ou fines images groupées en une petite région de la plaque) ne dépassent jamais quelques millimètres carrés. Je

me suis servi du microphotomètre de MM. Fabry et Buisson <sup>(1)</sup>, on y compare la densité du cliché à celle d'un coin photométrique préalablement étalonné. L'observation des plages est visuelle, et l'on utilise la lumière verte du mercure. Une graduation invariablement liée au coin photométrique donne la densité de l'épaisseur du coin traversée par le faisceau de comparaison, et, par suite, la densité du cliché, lorsqu'on a réalisé l'égalité des plages. L'expérience montre que l'appréciation de cette égalité se fait avec une erreur absolue à peu près constante lorsque (les plages étant éclairées par la radiation verte d'une lampe en verre à vapeur de mercure) la densité varie de 0,5 à 3. Cette erreur sur la densité n'atteint pas 0,005. La précision dans l'étalonnage du coin n'intervient pas, puisque nous employons ici le microphotomètre comme appareil de zéro pour vérifier l'égalité des densités de deux clichés. Une erreur absolue de 0,005 sur la densité entraîne, comme nous l'avons vu, une erreur relative voisine de  $\frac{1}{200}$  sur le rapport des éclairéments des deux images photographiques.

h) *Conclusions.* — La méthode photographique se prête bien, d'une part, à la comparaison de deux éclairéments très faibles ; d'autre part, à celle de deux éclairéments très différents. Dans le premier cas — et plus généralement lorsque les deux éclairéments, sans être faibles, ont le même ordre de grandeur — le rapport  $e_1/e_2$  des éclairéments s'obtient avec une erreur relative inférieure à  $\frac{1}{100}$ . Une première erreur de  $\frac{1}{200}$  provient de la mesure du facteur de réduction ; à cette erreur s'ajoute une seconde erreur de  $\frac{1}{200}$  commise dans l'appréciation de l'égalité des plages au microphotomètre. Si l'on a à comparer deux éclairéments d'un

(1) FABRY et BUISSON, *Journal de Physique*, IX, p. 37, 1919.

ordre de grandeur très différent, seule l'erreur relative provenant de la mesure du rapport de réduction augmente.

Le tableau suivant résume la discussion et donne, dans chaque cas, les méthodes à employer :

1<sup>o</sup>  $\frac{e_1}{e_2}$  est compris entre  $10^{-2}$  et  $10^{-3}$  :

$$\frac{d \frac{e_1}{e_2}}{\frac{e_1}{e_2}} = \frac{1}{100} + \frac{1}{200} = \frac{3}{200}$$

(Méthode des nicols)

2<sup>o</sup>  $\frac{e_1}{e_2}$  est compris entre  $10^{-3}$  et  $10^{-5}$  :

$$\frac{d \frac{e_1}{e_2}}{\frac{e_1}{e_2}} = \frac{1}{100} + \frac{1}{200} = \frac{3}{200}$$

(Méthode des lentilles)

3<sup>o</sup>  $\frac{e_1}{e_2}$  est compris entre  $10^{-4}$  et  $10^{-10}$  :

$$\frac{d \frac{e_1}{e_2}}{\frac{e_1}{e_2}} = \frac{5}{100} + \frac{1}{200} = \frac{1}{10} \text{ environ}$$

(Méthode de la lame absorbante).

## CHAPITRE VII

PREUVE EXPÉRIMENTALE DE LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE PAR LES GAZ TRANSPARENTS. PROPORTIONNALITÉ DE L'INTENSITÉ DIFFUSÉE A LA PRESSION DU GAZ ÉCLAIRÉ.

Les observations visuelles déjà décrites (p. 73) n'ont pas une précision suffisante pour l'étude systématique du phénomène de diffusion qu'elles ont permis de mettre en évidence. C'est uniquement par photographie que j'ai poursuivi les expériences.

a) *Les gaz homogènes transparents diffusent de la lumière comme les milieux troubles*

1<sup>re</sup> SÉRIE D'EXPÉRIENCES

*Un gaz transparent éclairé par un faisceau lumineux, émet à son tour de la lumière dans toutes les directions.* — Les fig. *a* et *b* (pl. 1) montrent un volume d'air sec privé de poussières et parcouru par un intense faisceau de lumière. Elles ont été obtenues avec le rayonnement complexe de la lampe à vapeur de mercure, après suppression des diaphragmes D et F (fig. 5). L'air à la pression atmosphérique, desséché et filtré, avait été introduit dans le récipient six heures avant l'expérience. Il n'a été éclairé que pendant la durée de la pose. Une seconde a suffi à impressionner la plaque sensible. Si on filtre le rayonnement primaire à travers une lame de verre, il faut dix secondes environ. Il faut deux minutes lorsqu'on ne laisse passer que la radiation 4358 (verre bleu et cuve de quinine).

On retrouve les mêmes résultats avec l'azote, l'oxygène, l'argon, l'hydrogène, le gaz carbonique (fig. *a*, pl. 1). L'hydrogène émet une lumière peu intense ; l'intensité de la lumière émise par le gaz carbonique, estimée d'après les temps de pose nécessaires pour obtenir des images de même densité, est de 2 à 3 fois plus grande que dans le cas de l'air et 10 fois plus grande environ que dans le cas de l'hydrogène.

2<sup>e</sup> SÉRIE D'EXPÉRIENCES

*Le rayonnement émis par le gaz est composé des mêmes radiations que le rayonnement primaire.* — 1<sup>o</sup> J'ai analysé au spectroscope la lumière émise par le gaz carbonique (<sup>1</sup>) ;

(<sup>1</sup>) Une note antérieure (J. CABANNES, *C. R.*, CLXVIII, p. 340, 1919) indique les précautions à prendre lorsqu'on veut refaire cette expérience (qui exige d'assez longues durées de pose) avec l'air et l'oxygène (fig. *c*, pl. 1). Je reviendrai plus loin sur ce point.

on y retrouve toutes les radiations de la lampe à vapeur de mercure. Seules les intensités relatives des radiations diffèrent d'un spectre à l'autre. 2° Lorsqu'on filtre le faisceau incident à travers une cuve de quinine, on ne trouve dans le spectre de la lumière réémise que la raie 4358. Si de même on isole dans le faisceau incident l'un des groupes 3650 (ou 3131) la radiation secondaire a pour longueur d'onde 3650 (ou 3131). Le phénomène observé est donc une diffusion tout à fait analogue à celle d'un milieu trouble dont les particules seraient petites par rapport aux longueurs d'onde <sup>(1)</sup>. Cette diffusion n'est pas accompagnée de fluorescence puisque on ne trouve dans la lumière réémise que les radiations qui composent la lumière excitatrice.

### 3<sup>e</sup> SÉRIE D'EXPÉRIENCES

*L'intensité, dans le rayonnement diffusé par un gaz, d'une radiation ou d'un groupe de radiations ne dépend que de l'intensité, dans le rayonnement primaire, des radiations de même longueur d'onde. Elle est indépendante de la composition spectrale du rayonnement primaire. —*

1° On prend 2 clichés sur la même plaque ; l'un avec un écran de verre sur le faisceau primaire : l'autre, avec le même écran sur le faisceau diffusé : les deux images ont même densité.

2° De même, si l'on a deux cuves de quartz de même épaisseur  $C_0$  et  $C_1$  contenant l'une de l'eau pure, l'autre une solution concentrée de quinine, on obtient deux images de même densité en plaçant  $C_0$  sur le faisceau primaire et  $C_1$  sur le faisceau diffusé ou inversement  $C_1$  sur le faisceau primaire et  $C_0$

(1) Il aurait été nécessaire de compléter l'expérience avec plusieurs sources de nature différente. C'est ce qu'à fait plus tard Strutt en utilisant soit l'arc au mercure, soit l'arc au charbon : dans ce dernier cas le spectre de la lumière diffusée était continu.

sur le faisceau diffusé. J'ai vérifié cette loi importante, avec toute la précision que comporte la méthode photographique, dans le cas de l'argon, de l'azote et du gaz carbonique. Elle montre que, pour ces trois gaz, la diffusion n'est pas la conséquence d'une action chimique ou ionisante de la lumière, avec production de particules solides ou liquides. Cette action varierait en effet avec la composition du faisceau incident (dont on peut étendre le spectre jusqu'à la radiation 2300), et la loi énoncée serait en défaut. On obtient le même résultat avec l'air et l'oxygène *à condition de n'éclairer ces gaz que pendant quelques minutes* <sup>(1)</sup>; c'est la preuve que dans ce cas encore la diffusion ne provient pas d'une action parasite de la lumière mais bien de la nature du gaz <sup>(2)</sup>:

#### 4<sup>e</sup> SÉRIE D'EXPÉRIENCES

*La polarisation de la lumière diffusée latéralement est à peu près complète, et la vibration de Fresnel est normale au plan des deux rayons incident et diffusé.* — Il faut ici diaphragmer la lampe et la lentille  $L_1$  (fig. 5) de manière à recevoir dans le gaz un faisceau sensiblement parallèle. Une lame de verre non trempé remplace en  $Q_2$  le regard de quartz. Un prisme biréfringent spath-verre, dont le spath est tourné vers la source de lumière, dédouble le faisceau diffusé. L'image donnée par la vibration verticale apparaît seule <sup>(3)</sup> après une heure de pose (fig. d; pl. 1; air éclairé par des radiations de longueur d'onde supérieure à 3.000).

#### 5<sup>e</sup> SÉRIE D'EXPÉRIENCES

*Lorsqu'on fait le vide dans le récipient la diffusion cesse et la trace du faisceau s'évanouit* (fig. b; pl. 1).

<sup>(1)</sup> Cette restriction est inutile si le faisceau primaire ne contient pas de radiation de longueur d'onde inférieure à 3.000.

<sup>(2)</sup> Même résultat encore avec l'hydrogène débarrassé de toute trace d'oxygène.

<sup>(3)</sup> On constate sur le même cliché la polarisation partielle de la lumière diffusée par les bords du diaphragme.

b) *La quantité d'énergie lumineuse que diffuse un gaz sous une pression donnée est une constante caractéristique de ce gaz.*

On pourrait craindre que, malgré les soins pris pour purifier les gaz et les débarrasser des poussières, la diffusion de la lumière soit produite, au moins en partie, par des particules solides ou des gouttelettes qui auraient traversé les filtres, ou qui se formeraient à l'intérieur du récipient, sous l'action du rayonnement, à partir des gaz introduits <sup>(1)</sup>. Nous allons vérifier qu'il suffit de prendre quelques précautions pour retrouver toujours la même diffusion latérale. Il y a lieu de distinguer parmi les impuretés d'un gaz :

1° Les particules solides et les gouttelettes, centres diffusants de volume relativement grand ;

2° Les petites quantités de gaz étrangers dont la présence ne gêne pas tant qu'ils ne donnent pas naissance, sous l'action du rayonnement, à des combinaisons solides ou liquides. Dans le premier cas la diffusion varierait suivant les procédés de filtration, et, une fois le gaz introduit dans le récipient, elle diminuerait peu à peu à mesure que les particules lourdes tomberaient <sup>(2)</sup>. Dans le second cas, si le rayonnement agit chimiquement sur le gaz imparfaitement purifié pour former des combinaisons solides ou liquides, la diffusion augmentera peu à peu avec le temps. En supposant que, par suite des mouvements de convection, le récipient contienne à chaque instant un milieu homogène, l'effet des radiations actives — mesuré par l'augmentation d'intensité de la lumière diffusée — est d'autant moins rapide qu'on éclaire une plus petite fraction de la masse totale du gaz contenu dans l'enceinte. Les expériences que je vais décrire

(1) On pourrait admettre une polymérisation, ou une décomposition du gaz à étudier, ou encore une combinaison chimique entre le gaz et ses impuretés.

(2) Le faisceau de lumière passe à 10 cm. au-dessus du fond du récipient.

montrent que la diffusion de la lumière par les gaz est indépendante en général des procédés de filtration et de purification.

#### 6<sup>e</sup> SÉRIE D'EXPÉRIENCES

*Un gaz est pratiquement débarrassé des poussières par une filtration lente sur du coton bien tassé.* — 1<sup>o</sup> J'avais d'abord utilisé comme filtre un petit tube de verre (longueur 25 cm., diamètre 2 cm.) bourré de coton à travers lequel je remplissais en une heure environ le récipient de 11 litres préalablement vidé; l'air sec était pris à la pression atmosphérique. Je n'ai obtenu aucune diminution d'intensité en filtrant avec le plus grand soin à travers un second tube (longueur 50 cm., diamètre 4 cm.) contenant 40 cm. de coton hydrophile tassé et 10 cm. de coton de verre. Avec ce dernier tube on peut supprimer le coton de verre, tasser plus ou moins le coton, faire varier de 30 minutes à 24 heures la durée du remplissage : l'intensité lumineuse diffusée reste constante.

2<sup>o</sup> Si de fines poussières avaient traversé le filtre, elles tomberaient peu à peu lorsqu'on maintient le gaz à l'obscurité dans le cylindre de fonte dont les parois épaisses forment une enceinte à température uniforme. La diffusion diminuerait avec le temps; or elle reste constante après plusieurs heures, plusieurs jours, et plusieurs années. Le récipient de fonte rempli d'air le 28 février 1915, et abandonné pendant la guerre, n'a été éclairé de nouveau que le 14 mars 1919. J'avais interposé un écran de verre sur le faisceau incident. On apercevait très nettement le faisceau à l'œil nu; il n'y avait pas eu de changement d'éclat appréciable en quatre ans.

Ces expériences faites d'abord sur l'air sec, ont été renouvelées avec les gaz transparents usuels (azote, oxygène, argon, hydrogène et gaz carbonique). J'ai toujours trouvé une diffusion indépendante des procédés de filtration.

7<sup>e</sup> SÉRIE D'EXPÉRIENCES

Mais le gaz, incomplètement purifié, peut contenir des traces de gaz ou vapeurs étrangers (vapeur d'eau, carbures d'hydrogène...). Lorsque, sous l'action d'un éclairage prolongé, ces impuretés se combinent entre elles ou avec le gaz à étudier pour former un brouillard ou des fumées, l'intensité de la lumière diffusée augmente peu à peu. En réduisant la masse de gaz éclairée par rapport à la masse totale que contient le récipient, on peut diminuer cet effet et le rendre négligeable pendant la durée d'une pose photographique. La 3<sup>e</sup> série d'expériences a montré qu'un tel effet n'est pas à craindre avec les gaz usuels étudiés dans ce travail <sup>(1)</sup> à condition de ne les éclairer que pendant quelques minutes. L'action chimique du rayonnement de la vapeur de mercure est nulle ou inappréciable pendant la durée d'une pose photographique. Une série de poses successives permettra donc d'étudier sans difficulté la formation des particules diffusantes. Les résultats de cette étude sont les suivants :

1<sup>o</sup> *Les radiations de la lampe en quartz à vapeur de mercure qui ne sont pas absorbées par 20 cm. d'air ne produisent jamais de centres diffusants dans l'argon <sup>(2)</sup>, l'azote <sup>(2)</sup>, le gaz carbonique <sup>(3)</sup> desséchés sur le chlorure de calcium et l'anhydride phosphorique et filtrés.*

2<sup>o</sup> *Les radiations de longueur d'onde supérieure à 3.000 ne produisent jamais de centres diffusants dans l'air, l'oxygène <sup>(4)</sup>, l'hydrogène <sup>(5)</sup> desséchés sur le chlorure de calcium et l'anhydride phosphorique et filtrés.*

(1) Il n'en est pas toujours ainsi. La décomposition du gaz sulfureux en soufre et anhydride sulfurique déjà sensible avec la lumière solaire devient extrêmement rapide sous l'action du rayonnement de la vapeur de mercure.

(2) Préparé par distillation fractionnée de l'air liquide.

(3) Préparé par voie humide au laboratoire.

(4) Préparé par distillation fractionnée de l'air liquide.

(5) Préparé par voie humide au laboratoire.

Dans tous les cas qui viennent d'être énumérés on peut étudier en toute sécurité la diffusion de la lumière par les molécules gazeuses.

J'indiquerai, à titre d'exemple, deux séries de mesures.

### 1<sup>re</sup> Série

#### *Photographies latérales du faisceau lumineux se propageant dans le gaz carbonique.*

| Numéros<br>de<br>l'image | Conditions de l'expérience                                                    | Densité<br>de<br>l'image |
|--------------------------|-------------------------------------------------------------------------------|--------------------------|
| 1                        | CO <sup>2</sup> dans l'enceinte obscure depuis 3 jours.                       | 1,43                     |
| 2                        | éclairé depuis 1 h. 30 m. à travers un écran<br>de verre . . . . .            | 1,42                     |
| 3                        | éclairé depuis 1 h. 30 m. par le rayon-<br>nement total de la lampe . . . . . | 1,41                     |
| 4                        | à l'obscurité depuis 12 h. . . . .                                            | 1,41                     |
|                          | Moyenne . . . . .                                                             | 1,417                    |

### 2<sup>e</sup> Série

#### *Photographies latérales du faisceau lumineux se propageant dans l'oxygène.*

(La lumière incidente est filtrée par un écran de verre).

| Numéros<br>de<br>l'image | Conditions de l'expérience                                        | Densité<br>de<br>l'image |
|--------------------------|-------------------------------------------------------------------|--------------------------|
| 1                        | O <sup>2</sup> dans l'enceinte obscure depuis 20 h. . .           | 1,01                     |
| 2                        | éclairé depuis 1 h. 30 m. à travers un écran<br>de verre. . . . . | 1,00                     |
| 3                        | à l'obscurité depuis 5 h. 30 m. . . . .                           | 1,03                     |
|                          | Moyenne. . . . .                                                  | 1,013                    |

Dans les deux exemples la différence entre la moyenne et les nombres extrêmes est voisine de 0,015, ce qui correspond à une variation d'éclat  $\Delta e/e$  voisine de  $\frac{1}{100}$ . J'ai pu attribuer ces écarts irréguliers à des changements dans le régime de la lampe et à l'hétérogénéité de la plaque sensible.

Dans le cas de l'oxygène ou de l'air le phénomène simple se complique lorsqu'on admet dans l'enceinte, pendant un temps assez long, des radiations de fréquence élevée. L'intensité de la lumière diffusée augmente avec le temps et atteint une valeur limite au bout de plusieurs heures. On doit attribuer cette diffusion supplémentaire à des particules créées par des radiations de longueur d'onde inférieure à 3.000. L'interposition d'une lame de verre de 1 mm. ou d'une lame de mica de 0 mm. 1 sur le faisceau incident supprime la production des particules et l'intensité de la lumière diffusée revient lentement à sa valeur primitive. La présence nécessaire de l'oxygène permet d'affirmer que ce phénomène est le résultat d'une oxydation avec produits de combustion solides ou liquides <sup>(1)</sup>.

*c) La quantité d'énergie lumineuse diffusée latéralement est proportionnelle à la pression du gaz éclairé.*

J'ai pu vérifier simplement et avec précision la proportionnalité prévue par la théorie de Lord Rayleigh entre l'intensité lumineuse diffusée latéralement et le nombre des molécules qui occupent le volume éclairé.

C'est sur l'air desséché et filtré que j'ai réalisé l'expérience. Le rayonnement primaire, avant de pénétrer dans le récipient, traverse une cuve d'eau C (fig. 5) à faces de verre. Le diaphragme F, placé contre le tube horizontal de la lampe, permet d'en faire varier la longueur utile et, par suite, la profondeur  $h$  <sup>(2)</sup> de la couche d'air diffusante au voisinage du point O.

Admettons qu'à pression constante l'éclat latéral du fais-

(1) Par exemple une oxydation des carbures d'hydrogène provenant de la graisse des robinets et entraînés par le courant gazeux.

(2) J'ai donné au côté horizontal L de l'ouverture rectangulaire du diaphragme les valeurs successives 25 mm. 10, 14 mm. 85, 10 mm. 05, 5 mm. 25.

ceau incident varie proportionnellement à  $h$ , ou encore à la largeur  $L$  de l'ouverture du diaphragme <sup>(1)</sup>; les photographies relatives aux différentes valeurs de  $L$  <sup>(2)</sup> permettront d'étalonner la plaque sensible, c'est-à-dire de définir l'éclat du faisceau en fonction de l'opacité du cliché.

Il ne reste plus qu'à faire, toujours sur la même plaque et dans le même temps un certain nombre d'autres poses avec des pressions variables et une couche d'air bien déterminée <sup>(3)</sup>. On mesure au microphotomètre les opacités obtenues, et l'on en déduit pour chaque pression, à l'aide de la courbe d'étalonnage, l'éclat en valeur relative de la couche d'air éclairée.

Les résultats sont obtenus dans le tableau suivant (température  $T = 17^0$ ).

| Pression P | Eclat latéral (E)<br>du faisceau incident<br>(en unités arbitraires) | Valeur<br>du rapport<br>$\frac{10.000 E}{P}$ |
|------------|----------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------|
| —          | —                                                                    | —                                            |
| 770,0 mm.  | 16,7                                                                 | 218                                          |
| 679,5 —    | 14,85                                                                | 218,5                                        |
| 539        | 11,9                                                                 | 221                                          |
| 421,5 —    | 9,2                                                                  | 219                                          |
| < 1        | inappréciable                                                        | »                                            |

## CHAPITRE VIII

### POLARISATION DE LA LUMIÈRE DIFFUSÉE LATÉRALEMENT

Lorsqu'on observe à travers un nicol la lumière diffusée latéralement par les molécules de l'air, après avoir remplacé les regards en quartz  $Q_1$  et  $Q_2$  (fig. 5) par deux glaces de

(1) On suppose ici que l'éclat de la lampe est constant sur quelques centimètres au milieu du tube horizontal. J'ai vérifié qu'il en est bien ainsi.

(2) On a pris pour les clichés d'étalonnage une pression de 679 mm. 5.

(3)  $L_0 = 14$  mm. 85.

verre non trempé, on constate que les rayons diffusés sont *à peu près complètement* polarisés ; il y a extinction lorsque la section principale du nicol est verticale. La vibration de Fresnel est donc perpendiculaire à la fois au rayon incident et au rayon diffusé.

Si la polarisation était totale, elle impliquerait une isotropie parfaite de la molécule. Il devenait intéressant de préciser l'expérience. On sait, que la lumière du ciel n'est jamais complètement polarisée, mais dans ce cas, il faut tenir compte, tout au moins à basse altitude, des particules étrangères de dimensions relativement grandes ; d'ailleurs chaque élément de volume est éclairé, non seulement par le soleil, mais encore par la lumière que diffusent les autres régions du ciel et la surface de la terre. Toute la lumière incidente ne vient pas d'une direction unique. Le phénomène de la polarisation atmosphérique paraît trop complexe pour qu'on puisse en tirer des conclusions précises. Strutt <sup>(1)</sup> a reconnu l'importance d'une mesure au laboratoire et a mis le premier en évidence ce résultat remarquable que *la lumière diffusée latéralement par les gaz n'est que partiellement polarisée*.

a) *Expériences de Strutt*. — Le faisceau diffusé latéralement traverse un prisme biréfringent dont la section principale est perpendiculaire au faisceau primaire, puis un objectif photographique Dallmeyer (distance focale = 75 mm.) et donne sur la plaque sensible deux images polarisées à angle droit, l'une relativement intense, l'autre beaucoup plus faible. Sur le trajet du faisceau le plus intense, Strutt interpose une échelle d'opacités, et prend une série de clichés avec les différents échelons. On apprécie après développement l'opacité qui égalise approximativement les deux images. L'échelle d'opacités était constituée par une plaque photographique divisée en plusieurs bandes qui avaient été expo-

<sup>(1)</sup> R. J. STRUTT, *Proceedings of the Royal Society*, XCV, pages 155-176, 1918.

sées à des éclairages croissants. Dans ces mesures de polarisation les rayons primaires doivent être à peu près parallèles. Il faut donc utiliser une source de très grand éclat. Strutt choisit un arc au charbon de 25 ampères dont le rayonnement complexe n'était filtré que par une cuve d'eau et les grandes épaisseurs de verre<sup>(1)</sup> interposées soit sur le faisceau primaire, soit sur le faisceau diffusé. Le temps de pose variait de 1 minute ( $CS^2$ ) à 4 heures ( $H$  et  $H_e$ ).

Soit  $I$  l'intensité de la vibration diffusée perpendiculaire au rayon primaire, et  $i$  l'intensité de la vibration parallèle au rayon primaire. Le tableau suivant donne les valeurs de  $i/I$  d'après les expériences de Strutt<sup>(2)</sup>.

|                                    |       |                      |       |
|------------------------------------|-------|----------------------|-------|
| Pentane . . . . .                  | 0,012 | Air . . . . .        | 0,042 |
| Hydrogène . . . . .                | 017   | Benzène. . . . .     | 06    |
| Vapeur d'éther . . . .             | 017   | Oxygène . . . . .    | 06    |
| Chloroforme . . . . .              | 030   | Gaz carbonique . . . | 08    |
| Ethylène . . . . .                 | 030   | Sulfure de carbone . | 12    |
| Azote . . . . .                    | 030   | Acétylène . . . . .  | 12    |
| Argon . . . . .                    | 032   | Oxyde nitreux. . . . | 14    |
| Oxyde de carbone . . .             | 032   | Hélium . . . . .     | 42    |
| Tétrachlorure de carbone . . . . . | 035   |                      |       |

Si les molécules étaient isotropes, la polarisation serait complète. Les résultats précédents montrent qu'elles ont des directions privilégiées. On remarque immédiatement :

1° Que les molécules du pentane et de la vapeur d'éther, constituées par des chaînes ouvertes de 5 et 4 atomes de carbone, se rapprochent beaucoup plus, au point de vue

(1) Lorsque les radiations ultraviolettes décomposaient facilement le gaz à étudier (par exemple  $CS^2$  et  $C^2H^2$ ), STRUTT les arrêtait avec une cuve à sulfate de quinine.

(2) Pendant l'impression de ce travail, Lord Rayleigh (R. J. Strutt) a publié deux notes importantes sur une nouvelle détermination du degré de polarisation de la lumière diffusée par les gaz. Elles confirment le résultat que j'ai obtenu dans le cas de l'argon (*Proc. of the Roy. Soc.*, XCVII, p. 435, et XCVIII, p. 57, 1920; *Comptes Rendus*, p. 1002, 1920).

optique, de la forme sphérique que les molécules mono-atomiques de l'hélium.

2° Qu'il n'y a pas de relation simple entre les propriétés d'un corps composé et celles de ses constituants.

|            |               |
|------------|---------------|
| Pour $N^2$ | $i/I = 0,030$ |
| $O^2$      | 0,06          |
| $N^2O$     | 0,14          |

|           |       |
|-----------|-------|
| Pour $CO$ | 0,032 |
| $O^2$     | 0,06  |
| $CO^2$    | 0,08  |

3° Dans le cas de l'hélium, Strutt fait remarquer que la valeur de 0,42 est probablement trop faible. L'hélium diffuse peu de lumière et les impuretés pour lesquelles le rapport  $i/I$  est bien inférieur à 0,42 prennent une grande importance. Le rapport  $i/I$  serait assez voisin de 0,5 et la molécule d'hélium serait assimilable non pas à une sphère mais à une baguette <sup>(1)</sup>.

J'ai pensé qu'il y avait lieu de reprendre ces expériences délicates dont les résultats pouvaient paraître surprenants. Mes recherches ont confirmé les résultats de Strutt dans le cas de l'hydrogène, l'azote, l'air, l'oxygène et le gaz carbonique. Mais avec l'argon j'ai obtenu un faisceau de lumière complètement polarisé. Je regrette de n'avoir pu me procurer les quelques litres d'hélium pur qui m'auraient été nécessaires pour refaire l'expérience de Strutt.

En dehors de l'intérêt théorique qu'elles peuvent présenter, en laissant entrevoir le degré d'exactitude et les limites d'application de la formule de lord Rayleigh, ces mesures, faites dans des conditions très différentes par Strutt et par

(1) Suivant certaines théories sur la structure des molécules (LANGMUIR, *Journal of the Americ. Chem. Society*, XLI, juin 1919) la molécule d'hélium serait constituée par un noyau central avec plan de symétrie équatorial et deux électrons symétriquement placés sur l'axe polaire.

moi-même, et en général concordantes, ont le mérite de mettre en évidence un phénomène bien défini, uniquement fonction de la nature du gaz étudié.

b) *Nouvelles expériences. Description du montage. Correction relative à la convergence du faisceau incident.* — J'ai utilisé dans son ensemble le montage décrit (fig. 6). Le gaz est éclairé par les radiations de la lampe en quartz filtrées à travers la cuve d'eau C à faces de verre et non polarisées. Deux diaphragmes définissent l'étendue du faisceau primaire : l'ouverture rectangulaire F (largeur 1 cm. 5) placée contre la lampe et l'ouverture circulaire D (diamètre 3 cm. 0) sur la face d'entrée de la lentille  $L_1$ . Ces deux diaphragmes sont à 20 cm. environ l'un de l'autre.

On photographie latéralement ce faisceau à travers un prisme biréfringent (spath achromatisé par du verre) à section principale verticale. Il donne deux images du diaphragme et du faisceau primaire : l'image inférieure I est produite par la vibration verticale, l'image supérieure  $i$  par la vibration horizontale. L'objectif photographique a 5 cm. de distance focale. Il est placé à une distance telle du faisceau primaire que les deux images (dont le prisme biréfringent détermine l'écart angulaire) soient assez petites pour ne pas empiéter l'une sur l'autre (49 cm. environ).

Pour ne pas prolonger trop les temps de pose on opère en lumière complexe. Les trois groupes de radiations actives ont pour longueurs d'onde 4358, 4046 et 3650. L'éclat de la lampe en quartz à vapeur de mercure est beaucoup trop faible pour permettre d'éclairer suffisamment le gaz avec un faisceau parallèle. Nous ne sommes pas en toute rigueur dans le cas de l'observation à angle droit mais il est possible d'évaluer la correction.

1° Soit  $S'$  l'image d'un point S de la source à travers la lentille  $L_1$  (fig. 12). On peut calculer approximativement, au voisinage de ce point, les composantes de la vibration suivant 3 axes rectangulaires  $S'X'Y'Z'$ , l'axe  $S'X'$  coïncidant

avec  $SS'$  et l'axe  $S'Y'$  étant tracé dans le plan de section principale ( $OX, SS'$ ). Considérons une des ondes sphériques  $I_1 I_2$  de centre  $S'$ . En chaque point l'amplitude de la vibration est proportionnelle à l'aire de l'élément de surface  $d\sigma$  découpé autour de ce point. Les composantes suivant le rayon  $S'I_1 X_1$

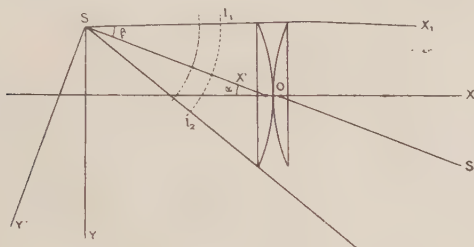


Fig. 12.

et deux tangentes rectangulaires  $I_1 Y_1, I_1 Z_1$  ont pour expression :

$$\begin{cases} X_1 = 0 \\ Y_1 = ad\sigma \\ Z_1 = ad\sigma. \end{cases}$$

Soit  $\beta$  l'angle du rayon  $S'I_1$  avec l'axe du faisceau  $SS'$  et  $\omega$  l'angle de  $I_1 Y_1$  avec  $S'Y'$ . On a les composantes cherchées :

$$\begin{cases} X' = ad\sigma \sin \beta \\ Y' = ad\sigma \cos \omega + ad\sigma \cos \beta \sin \omega \\ Z' = ad\sigma \sin \omega + ad\sigma \cos \beta \cos \omega \end{cases}$$

et leur somme étendue à toute la surface  $\Sigma$  de l'onde  $I_1 I_2$  :

$$(43) \quad \begin{cases} \Sigma X' = \int \int_{\Sigma} a \sin \beta d\sigma \\ \Sigma Y' = \int \int_{\Sigma} a (\cos \omega + \cos \beta \sin \omega) d\sigma \\ \Sigma Z' = \int \int_{\Sigma} a (\sin \omega + \cos \beta \cos \omega) d\sigma. \end{cases}$$

On obtient des valeurs approchées en tenant compte de ce

que  $\beta$  est inférieur à 0,075 et en remplaçant  $\sin \beta$  par  $\beta$ ,  $\cos \beta$  par 1.

$$(44) \quad \begin{cases} \Sigma X' = a \overline{ST_1^2} \frac{2\pi\beta^3}{3} \\ \Sigma Y' = \Sigma Z' = a \overline{ST_1^2} \cdot 4\beta. \end{cases}$$

L'intensité de la composante dirigée suivant l'axe secondaire  $SS'$  a pour valeur :

$$(45) \quad (\Sigma X')^2 = \frac{\pi^2 \beta^2}{36} (\Sigma Z')^2 = \frac{(\Sigma Z')^2}{640}.$$

2° Il faut tenir compte de ce que l'image de la lampe n'est pas ponctuelle mais qu'elle a une profondeur  $2l$  suivant la direction  $S'Y$  qui va vers l'observateur. Le point  $S'$  étant un point quelconque de l'image, l'axe  $S'Y'$  fait avec  $S'Y$  un angle :

$$\alpha = \frac{l}{S'O},$$

et la vibration d'amplitude  $\Sigma Y'$  a une composante suivant l'axe principal  $OX$  égale à  $(\Sigma Y') \sin \alpha$ . L'intensité de cette composante est :

$$X^2 = (\Sigma Y')^2 \sin^2 \alpha.$$

Toute la longueur utilisée de la lampe donne :

$$(46) \quad \begin{aligned} \Sigma X^2 &= \int_{-l}^{+l} (\Sigma Y')^2 \sin^2 \alpha \, dl \\ &= \frac{\alpha^2}{3} \cdot 2l (\Sigma Y')^2 = \frac{0,3}{640} \cdot 2l (\Sigma Y')^2 \\ &= \frac{0,3}{640} \cdot 2l (\Sigma Z')^2. \end{aligned}$$

Il résulte de cette discussion qu'avec le montage adopté, alors même que les particules diffusantes seraient sphériques, l'intensité  $i$  de la vibration diffusée horizontale ne serait pas nulle mais approximativement donnée par le rapport :

$$(47) \quad \frac{i}{I} = \frac{\Sigma X^2 + 2l (\Sigma X')^2}{2l (\Sigma Z')^2} = \frac{1}{640} + \frac{0,3}{640} = 0,0020.$$

Nous aurons donc à faire subir aux résultats bruts une correction de  $-0,0020$ .

c) *Mesure de la polarisation du faisceau diffusé.* — J'ai employé la méthode de Cornu <sup>(1)</sup>. À la suite du prisme biréfringent le faisceau diffusé traverse un nicol à faces normales. En faisant tourner le nicol on affaiblit de façon différente les deux images; pour une position déterminée les deux images ont même éclat. Soit  $\alpha$  l'angle que fait avec la vibration horizontale la vibration transmise par le nicol. les éclats des deux images  $I \sin^2 \alpha$  et  $I \cos^2 \alpha$  deviennent égaux lorsque :

$$\operatorname{tg}^2 \alpha = \frac{i}{1}.$$

Un support à vis calantes, muni d'un niveau à bulle d'air, porte un cercle vertical fixe divisé en demi-degrés. Deux bonnettes, l'une solidaire du cercle, l'autre mobile et portant un vernier au trentième, reçoivent le biréfringent et le nicol.

On vérifie d'abord, avant de la coller que la glace  $Q_2$  n'est pas biréfringente. On rend le faisceau primaire horizontal (à 1 ou 2 degrés près) par des déplacements verticaux de la lampe et de la lentille  $L_1$ . Il faut ensuite observer à  $90^\circ$  du faisceau primaire, d'où la nécessité d'un second réglage dans le plan horizontal, qui n'a pas à être très précis. On photographie toujours une assez grande longueur du faisceau (deux centimètres environ de part et d'autre de l'image de la lampe) et, si la polarisation variait sensiblement d'un point à un autre, on pourrait le vérifier sur le cliché et prendre le maximum.

Le biréfringent et le nicol se règlent sur des sources auxiliaires. On rend verticale la section principale du biréfringent en visant un fil à plomb vivement éclairé et en amenant les deux images à se confondre par rotation du

(1) A. CORNU, Association française pour l'avancement des Sciences, Congrès de la Rochelle (1882) et de Limoges (1890).

biréfringent dans sa bonnette. On éteint ensuite avec le nicol l'une des deux images d'une source éloignée. Cette extinction doit être rigoureuse. Si le verre du biréfringent était trempé et que la plus petite des deux composantes rectangulaires de la vibration elliptique transmise atteignît le millième de la grande composante, il faudrait renoncer au prisme biréfringent.

Il reste à mettre au point l'objectif photographique sur un objet quelconque éclairé par les radiations 3650-4358 d'une lampe à vapeur de mercure et placé à 49 cm. environ de la plaque sensible.

d) *Précision de la mesure.* — 1° *Erreur de réglage :* Si l'axe du faisceau primaire et le plan de section principale du biréfringent ne sont pas exactement rectangulaires et font entre eux un angle  $\frac{\pi}{2} - \theta$  l'erreur *par excès* sur  $i/I$  est inférieure à  $\theta^2$ ,

Après réglage  $\theta$  n'atteint pas  $2^\circ$  et  $\theta^2$  est inférieur à 0,0012.

2° *Erreurs de mesure :* Lorsque les deux images photographiques ont même densité, on a :

$$\rho = \frac{i}{I} = \operatorname{tg}^2 \alpha.$$

La précision est limitée par le défaut de sensibilité de la méthode photographique qui ne permet pas de distinguer deux éclaircissements dont le rapport est voisin de l'unité. Une deuxième erreur résulte de l'évaluation de l'angle  $\alpha$ .

Les densités se mesurent au microphotomètre avec une erreur possible de 0,005. On ne peut donc pas apprécier avec certitude la différence de deux densités lorsqu'elle devient inférieure à 0,01. On verra sur les graphiques donnés plus loin qu'une différence de 0,01 entre les densités des images fournies par les vibrations d'intensité  $i \cos^2 \alpha$  et  $I \sin^2 \alpha$  correspond à une variation de  $\log \operatorname{tg}^2 \alpha$  à peu près égale et de signe contraire. Donc :

$$[\Delta \log \operatorname{tg}^2 \alpha] = 0,01$$

$$[\Delta \rho_1] = [\Delta \operatorname{tg}^2 \alpha] = 0,01 \operatorname{tg}^2 \alpha,$$

et, puisque les angles  $\alpha$  sont petits :

$$[\Delta \rho_1] = 0,01 \alpha^2.$$

Pour évaluer  $\alpha$  il faut apprécier la position de l'azimut d'extinction et faire deux lectures d'angles. L'erreur ne dépasse pas 4 minutes :

$$[\Delta \alpha] = 0,0012.$$

et :

$$[\Delta \rho_2] = 2 \operatorname{tg} \alpha (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha) \times 0,0012$$

$$[\Delta \rho_2] = 0,0024 \alpha.$$

Les deux erreurs  $\Delta \rho_1$  et  $\Delta \rho_2$  sont du même ordre de grandeur (lorsque  $\rho$  est compris entre 0,01 et 0,1) ; elles peuvent être positives ou négatives, et la somme de leurs valeurs absolues vaut :

$$0,0024 \alpha + 0,01 \alpha^2.$$

En tenant compte de la correction de non-parallélisme des rayons primaires ( $-0,0020$ ) et de l'erreur possible de réglage ( $-0,0012$ ),  $i/I$  est compris entre :

$$(\rho - 0,0020) - 0,0012 - 0,0024\alpha - 0,01\alpha^2$$

et :

$$(\rho - 0,0020) + 0,0024\alpha + 0,01\alpha^2.$$

e) *Marche d'une expérience.* — On opère par interpolation. On cherche deux positions du nicol telles que la première donne :

$$i \cos^2 A_1 < I \sin^2 A_1$$

et la deuxième :

$$i \cos^2 A_2 > I \sin^2 A_2.$$

La mesure des densités des 4 images donne une valeur approchée de l'angle  $\alpha$  pour lequel :

$$i \cos^2 \alpha = I \sin^2 \alpha.$$

On peut alors resserrer l'intervalle. Prenons 3 clichés, avec des valeurs voisines  $\alpha_1 < \alpha_2 < \alpha_3$  choisies de telle sorte que  $\alpha$  soit à peu près certainement compris dans l'intervalle  $(\alpha_1, \alpha_3)$ . Les éclairissements des 6 images sont proportionnels à :

$$\begin{array}{ll} i \cos^2 \alpha_1, & I \sin^2 \alpha_1, \\ i \cos^2 \alpha_2, & I \sin^2 \alpha_2, \\ i \cos^2 \alpha_3, & I \sin^2 \alpha_3. \end{array}$$

Si nous admettons que les densités ( $\Delta_1, \Delta'_1; \Delta_2, \Delta'_2; \Delta_3, \Delta'_3$ ) varient linéairement en fonction des éclairéments nous avons :

$$(48) \quad \Delta'_1 - \Delta_1 = k \log \left( \frac{I}{i} \operatorname{tg}^2 \alpha_1 \right) = k \left( \log \operatorname{tg}^2 \alpha_1 - \log \frac{i}{I} \right).$$

Nous construirons donc la courbe représentant la variation de  $\Delta' - \Delta$  en fonction de  $\log \operatorname{tg}^2 \alpha$ . Elle sera sensiblement rectiligne et son intersection avec l'axe  $\log \operatorname{tg}^2 \alpha$  aura pour abscisse le  $\log$  du rapport cherché  $i/I$ .

Ces mesures sont très longues, chaque pose dure de 5 heures ( $\text{CO}^2$ ) à 10 heures ( $\text{N}^2, \text{O}^2$ ) et à 30 heures ( $\text{H}^2$ ). On a pu réduire de moitié le temps de pose en sensibilisant les plaques photographiques par une exposition préalable à la lumière,

f) *Résultats.* — Le gaz carbonique, l'oxygène, l'air, l'azote, l'hydrogène et l'argon ont été ainsi étudiés. Je donne à titre d'exemples le détail des mesures faites sur le gaz carbonique et l'oxygène :

1°  $\text{CO}^2$  (préparé par voie humide, lavé, séché, filtré et introduit dans le récipient 48 heures avant les mesures) :

|                          |                                                      |                              |
|--------------------------|------------------------------------------------------|------------------------------|
| $\alpha = 12^{\circ}36'$ | $\log \operatorname{tg}^2 \alpha = \overline{2,699}$ | $\Delta' - \Delta = + 0,236$ |
| $13^{\circ}45'$          | $\overline{2,777}$                                   | $+ 0,170$                    |
| $17^{\circ}45'$          | $\overline{1,010}$                                   | $- 0,003$                    |

$\rho = 0,0995$  (valeur non corrigée).

D'après le calcul d'erreurs indiqué plus haut,  $\rho$  est compris entre :

$$0,095 \text{ et } 0,099.$$

2°  $\text{O}^2$  (obtenu par distillation de l'air liquide, comprimé à 150 atmosphères, contenant 4,0/o d'impuretés ( $\text{N}^2$  et A), filtré, et introduit dans le récipient 3 jours avant les mesures) :

|                                        |                                                      |                              |
|----------------------------------------|------------------------------------------------------|------------------------------|
| $\alpha = 12^{\circ}22'$               | $\log \operatorname{tg}^2 \alpha = \overline{2,682}$ | $\Delta' - \Delta = + 0,065$ |
| $15^{\circ} 2'$                        | $\overline{2,857}$                                   | $- 0,151$                    |
| $17^{\circ}17'$                        | $\overline{2,986}$                                   | $- 0,239$                    |
| $\rho = 0,0537$ (valeur non corrigée). |                                                      |                              |

En admettant que, pour les impuretés, le rapport  $i/I$  soit voisin de 0,03 il faut faire subir à  $\rho$  une première correction de + 0,001 ce qui donne  $\rho = 0,0547$ . Le calcul d'erreurs fait plus haut montre que  $\rho$  est compris entre 0,051 et 0,054.

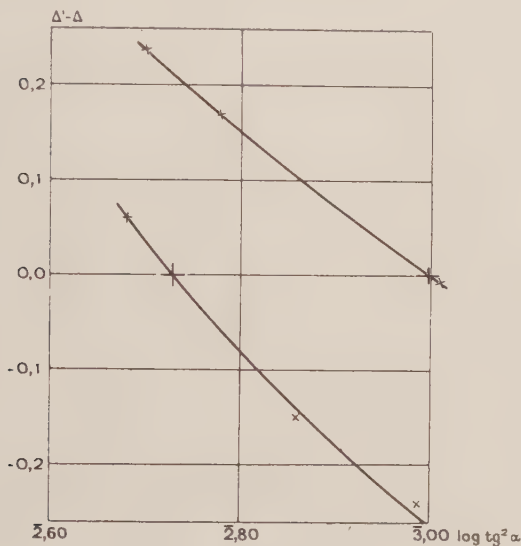


Fig. 13.

Les courbes de la figure 13 représentent les résultats des mesures faites sur ces deux gaz. La figure  $f'$  (pl. 1) montre les images données dans le cas de l'oxygène par les deux vibrations diffusées latéralement, la vibration I perpendiculaire au faisceau primaire, et la vibration  $i$  parallèle au faisceau primaire.

J'ai fait des expériences identiques avec l'air, l'azote et

l'argon. Dans le cas de l'argon la conclusion de Strutt n'a pas été confirmée. J'ai obtenu :

$$0,011 < \rho < 0,012$$

ce qui donne, toutes corrections faites :

$$0,008 < \frac{i}{I} < 0,010.$$

Le gaz étudié contenait 8,7 o/o d'azote et 0,3 o/o d'oxygène ; les résultats donnés dans les chapitres suivants permettent de calculer la valeur de  $i$  relative à l'argon pur. Elle est comprise entre 0,005 et 0,008. Il est difficile d'affirmer qu'une si faible proportion de lumière non polarisée n'est pas due à une cause étrangère et nous pourrions considérer comme totale la polarisation de la lumière diffusée latéralement par les molécules d'argon.

Le tableau suivant résume l'ensemble des valeurs admises.

|                 | $\frac{i}{I}$ (mesures actuelles) | $\frac{i}{I}$ (R.-J. Strutt) | Valeur adoptée |
|-----------------|-----------------------------------|------------------------------|----------------|
|                 | $\frac{i}{I}$                     | $\frac{i}{I}$                | $\frac{i}{I}$  |
| CO <sup>2</sup> | $0,095 < \frac{i}{I} < 0,099$     | 0,08                         | 0,095          |
| O <sup>2</sup>  | $0,051 < \frac{i}{I} < 0,054$     | 0,06                         | 0,054          |
| air             | $0,037 < \frac{i}{I} < 0,040$     | 0,042                        | 0,040          |
| N <sup>2</sup>  | $0,025 < \frac{i}{I} < 0,028$     | 0,030                        | 0,028          |
| H <sup>2</sup>  | $0,01 < \frac{i}{I} < 0,02$       | 0,017                        | 0,017          |
| A               | $0,005 < \frac{i}{I} < 0,008$     | 0,032                        | 0,00           |

Pour l'hydrogène, qui diffuse une lumière très peu intense et à peu près complètement polarisée, une source plus éclatante aurait été nécessaire et je n'ai pas pu atteindre la précision de Strutt.

## CHAPITRE IX

INTENSITÉ DE LA LUMIÈRE DIFFUSÉE PAR LES DIFFÉRENTS  
GAZ TRANSPARENTS

a) *Position du problème.* — Les expériences décrites dans le chapitre précédent ont montré qu'il est généralement illégitime d'assimiler les molécules à des particules sphériques, ou — ce qui revient au même — à des résonateurs libres d'osciller dans la direction du champ électrique primaire.

On arrive ainsi à mettre en doute la formule de Lord Rayleigh et à chercher expérimentalement quel peut être son degré d'exactitude.

Soit  $J$  l'intensité de la lumière diffusée latéralement par un centimètre cube de gaz;  $\mu$  l'indice de réfraction du gaz pour la longueur d'onde  $\lambda$ ,  $n$  le nombre de molécules par centimètre cube. On peut poser :

$$(49) \quad J = \alpha E \frac{(\mu^2 - 1)^2}{n\lambda^4},$$

$E$  désignant l'éclairement d'une surface normale au faisceau primaire. Dans l'hypothèse de Lord Rayleigh la constante  $\alpha$  est la même pour tous les gaz.

La mesure photométrique du rapport  $J/E$  permettrait une vérification directe de cette formule si l'on possédait une valeur sûre du nombre des particules diffusantes. Mais, d'une part, la constante d'Avogadro paraît encore mal connue; d'autre part, il n'est pas absolument certain que le nombre des centres diffusants coïncide exactement avec celui des molécules <sup>(1)</sup>.

(1) On connaît plusieurs exemples de gaz pour lesquels le nombre des centres absorbants est bien inférieur à celui des molécules. Il s'agit, il est vrai, d'absorption sélective. Dans certains cas les résonateurs mis en mouvement seraient des électrons; dans d'autres, les molécules elles-mêmes. L'hydrogène, qui est

La formule (1) contient en réalité deux inconnues. On ne peut écarter la difficulté qu'en introduisant une hypothèse supplémentaire. J'ai donc admis que tous les gaz, placés dans les mêmes conditions de température, de pression et d'éclairement, renferment par unité de volume un même nombre de centres diffusants, et j'ai comparé les intensités de lumière qu'ils diffusent.

Soit deux gaz transparents désignés par les indices 1 et 2. Si l'hypothèse de Lord Rayleigh était exacte, on aurait :

$$(50) \quad \frac{J_1}{J_2} = \frac{(\mu_1^2 - 1)^3}{(\mu_2^2 - 1)^2} = \frac{(\mu_1 - 1)^2}{(\mu_2 - 1)^2}.$$

Les intensités diffusées seraient proportionnelles aux carrés des réfractions. Dans le cas où cette relation n'est pas rigoureusement vérifiée nous pouvons poser :

$$(51) \quad \frac{J_1}{J_2} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \cdot \frac{(\mu_1 - 1)^2}{(\mu_2 - 1)^2}$$

et l'expérience nous donne des valeurs proportionnelles aux coefficients  $\alpha$  des différents gaz.

b) *Résultats des mesures préliminaires.* — Les premières expériences avaient permis de vérifier grossièrement la loi de Lord Rayleigh. Les coefficients  $\alpha$  sont, à quelques dixièmes près, les mêmes pour tous les gaz comparés; la diffusion varie à peu près comme le carré de la réfraction. C'est ce que montre le tableau suivant :

ordinairement la substance la plus transparente, peut présenter une absorption sélective (décharge électrique sous une pression de 3 à 4 mm.). Les mesures de LADENBOURG et LORIA ont donné un électron dispersif pour 50.000 molécules. Un cas plus simple est celui de la vapeur de sodium qui possède, à l'état normal, l'absorption sélective. HALLO et GEIGER ont trouvé un électron dispersif pour 200 molécules. D'après RIBAUD, on aurait 1 électron absorbant pour 750 molécules de chlore, pour 150 molécules de brome (région d'absorption continue) ou pour 9 molécules d'ozone. Pour les bandes du gaz carbonique, ce sont les molécules elles-mêmes qui vibrent et 1/12 seulement interviennent dans l'absorption.

|                | 1              | 2   | 3               | 4                | 5                    | 6                 |
|----------------|----------------|-----|-----------------|------------------|----------------------|-------------------|
|                | H <sup>2</sup> | Air | CO <sup>2</sup> | N <sup>2</sup> O | Chlorure<br>d'éthyle | Vapeur<br>d'éthér |
| (Réfraction)*. | 0,23           | 1   | 2,36            | 3,12             | 16,1                 | 27,1              |
| Diffusion.     | 0,25           | 1   | 2,5             | 3,75             | 16,0                 | 26,0              |

J'avais vérifié, moi-même, au cours d'essais effectués sans précaution spéciale, que l'hydrogène diffusait quatre fois moins de lumière que l'air, et le gaz carbonique deux fois et demie plus. Smoluchowski a comparé l'hydrogène, l'air et le chlorure d'éthyle <sup>(1)</sup>. Les nombres des colonnes 1, 4 et 6 ont été donnés par R.-J. Strutt <sup>(2)</sup>.

Mais si l'on cherche à augmenter la précision des mesures, les valeurs obtenues pour la diffusion ne se rapprochent pas des nombres donnés dans la première ligne et j'ai pu montrer que les coefficients  $\alpha$  varient d'un gaz à un autre.

c) *Mesures définitives.* — Pour donner un sens à ces mesures, il faut purifier chaque gaz de telle sorte qu'il diffuse toujours une même intensité lumineuse et arriver à obtenir un éclaircissement constant. On ne peut pas prévoir l'erreur commise. Ce n'est qu'en multipliant les clichés, et en éliminant *a priori* les posés au cours desquelles j'ai constaté des variations dans le régime de la lampe, que j'ai pu connaître la précision des mesures.

Dans toutes les expériences qui font l'objet de ce chapitre, même avec des gaz sensibles à la lumière comme l'hydrogène, l'oxygène et l'air, j'ai toujours obtenu la même intensité diffusée à 1/50 près, lorsque la température et la pression du gaz reprennent une même valeur. L'erreur commise dans l'évaluation d'un rapport  $\alpha_1/\alpha_2$  ne dépasse donc pas 1/25.

Après avoir comparé rapidement, au cours d'essais préliminaires, la diffusion de la lumière par les principaux gaz

<sup>(1)</sup> SMOLUCHOWSKI, *Bull. Int. de l'Académie des Sciences de Cracovie* (1916).

<sup>(2)</sup> R.-J. STRUTT, *Proc. of the Roy. Soc.*, XCV, p. 171, 1918.

usuels <sup>(1)</sup> j'ai pris comme point de départ l'argon, gaz chimiquement inerte et relativement simple au point de vue qui nous occupe, puisque la lumière qu'il diffuse latéralement est complètement polarisée. Je lui ai comparé l'azote et le gaz carbonique, faciles à purifier, et avec lesquels je n'ai jamais constaté de diffusion parasite <sup>(2)</sup>. J'ai pris ensuite le gaz carbonique comme terme secondaire de comparaison (il m'était plus facile à obtenir que l'azote ou l'argon), et je lui ai comparé l'air et l'oxygène, qui donnent des résultats moins certains peut-être, puisque les actions parasites de la lumière y sont plus faciles. J'ai finalement comparé l'hydrogène à l'oxygène. Cette dernière expérience est la moins sûre, étant donnée la très faible intensité lumineuse que diffusent les molécules d'hydrogène et l'action chimique que produisent les radiations de courte longueur d'onde pour peu que l'hydrogène soit imparfaitement dépouillé d'oxygène.

Les mesures photométriques n'offrent aucune difficulté : la diffusion varie assez peu d'un gaz à un autre et les éclaircissements à comparer ont le même ordre de grandeur. J'ai utilisé dans la plupart des cas le dispositif du chapitre précédent. Un prisme biréfringent dédouble le rayon diffusé et deux images se forment sur la plaque photographique, d'éclat proportionnel à  $I$  et  $i$ . La première est produite par la vibration  $I$  perpendiculaire au faisceau incident et la deuxième par la vibration parallèle  $i$ . La première seule a un éclat suffisant pour impressionner la plaque sensible pendant le temps de pose adopté ici. On réduit cet éclat  $I$  dans un rapport connu avec le nicol mobile placé à la suite du biréfringent. J'ai cherché dans quelques cas d'autres pro-

(1) Ce qui permet le calcul des termes de correction dans les mesures ultérieures plus précises lorsque les gaz étudiés ne sont pas purs (par exemple l'argon à 9 o/o d'azote, l'oxygène à 4 o/o d'azote).

(2) Voir page 105.

cédés de réduction, soit en diaphragmant la lentille d'entrée  $L_1$  (fig. 5), soit en diminuant la pression du gaz.

Les radiations utilisées <sup>(1)</sup> sont celles qui, après avoir traversé 1 cm. de verre, sont susceptibles d'impressionner la plaque sensible dans le temps de pose choisi, c'est-à-dire les radiations 4.358, 4.046 et 3.650. Les mesures ne sont correctes qu'autant que tous les gaz étudiés ont même dispersion dans cet intervalle, ce que le tableau suivant permet de vérifier :

|                             | $\lambda$          | A                  | N <sup>2</sup>     | CO <sup>2</sup>    | O <sup>2</sup>     | H <sup>2</sup>     |
|-----------------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
|                             | $\overline{\quad}$ | $\overline{\quad}$ | $\overline{\quad}$ | $\overline{\quad}$ | $\overline{\quad}$ | $\overline{\quad}$ |
| (Réfraction) <sup>2</sup> . | { 4.458            | 1                  | 1,117              | 2,528              | 0,906              | 0,242              |
|                             | { 3.650            | 1                  | 1,124              | 2,534              | 0,902              | 0,244              |

Les valeurs moyennes pour chaque gaz représentent à  $\frac{1}{500}$  près dans l'intervalle 4.358-3.650 le carré de la réfraction <sup>(2)</sup>.

1° *Argon et azote.* — Les deux gaz m'ont été livrés <sup>(3)</sup> sous une pression de 150 atmosphères. L'analyse de l'argon, faite à l'usine, avait donné :

$$A : 91 \text{ } ^0\text{/}_0 \quad N^2 : 8,7 \text{ } ^0\text{/}_0 \quad O^2 : 0,3 \text{ } ^0\text{/}_0$$

J'ai moi-même analysé l'azote au laboratoire et trouvé une proportion d'oxygène inférieure à 0,4 0/0.

Chaque gaz, après avoir été filtré, est introduit dans le récipient 48 heures avant les expériences. On forme successivement sur la même plaque les images relatives à chacun d'eux <sup>(4)</sup>.

<sup>(1)</sup> Les expériences en lumière homogène auraient exigé inutilement un temps de pose trop long.

<sup>(2)</sup> Les nombres qui figurent dans ce tableau ont été calculés à partir des données du *Recueil de constantes physiques* (p. 489).

<sup>(3)</sup> Par les usines de l'« Air liquide », à Boulogne-sur-Seine.

<sup>(4)</sup> Au moment du développement les images latentes sont donc plus ou moins anciennes ; pour éviter que la durée qui s'écoule entre la pose et le développement agisse sur l'opacité de l'image, il y a lieu de ne révéler la plaque que quelques heures après la dernière pose.

Le graphique (fig. 14) représente les résultats de la mesure définitive. Pour chaque gaz j'ai fait trois poses successives avec des intensités variables obtenues par rotation du nicol. Les courbes donnent le rapport 0,887 entre les intensités des deux vibrations verticales. Pour obtenir le rapport  $J_A/J_{N^2}$  entre l'intensité diffusée par l'argon pur et

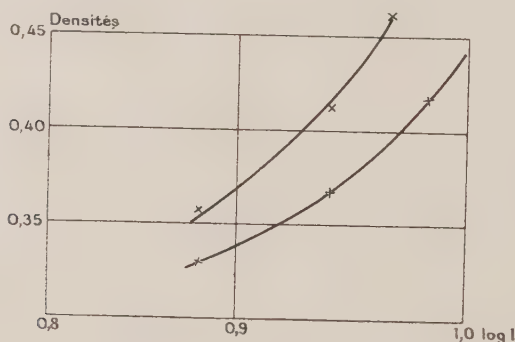


Fig. 14.

l'intensité totale diffusée par l'azote pur il faut faire subir à ce résultat les trois corrections suivantes :

1° La pression n'était pas la même dans les deux cas :

|             |               |
|-------------|---------------|
| Argon . . . | 776 mm. à 14° |
| Azote . . . | 763 mm. à 14° |

En ramenant les deux gaz à la même pression on a le rapport corrigé 0,872.

2° L'argon contenait 9 o/o d'azote. En désignant par  $I_A$  et  $I_{N^2}$  les intensités de la vibration verticale diffusée par chacun des deux gaz purs, on a :

$$\frac{91 I_A + 9 I_{N^2}}{100 I_{N^2}} = 0,872$$

et

$$\frac{I_A}{I_{N^2}} = 0,859.$$

3° La polarisation est incomplète dans l'azote. Soit  $I_{N^2}$  l'intensité de la vibration horizontale :

$$J_{N^2} = I_{N^2} + i_{N^2} = I_{N^2} (1 + \rho_{N^2}) = 1,028 I_{N^2}$$

en désignant par  $\rho_{N^2}$  le rapport  $i/I$  mesuré au chapitre précédent.

On a donc en définitive :

$$\frac{J_A}{J_{N^2}} = \frac{0,859}{1,027} = 0,835.$$

Une méthode toute différente, qui sera décrite dans le chapitre suivant (détermination en valeur absolue de la fraction d'énergie lumineuse que diffusent l'azote et l'argon), m'a donné :

$$\frac{J_A}{J_{N^2}} = 0,823.$$

La concordance est très bonne et la valeur moyenne adoptée :

$$\frac{J_A}{J_{N^2}} = 0,829$$

paraît exacte à  $\frac{1}{100}$  près.

II. *Argon et gaz carbonique.* — Le gaz carbonique a été préparé par voie humide au laboratoire, lavé, séché, filtré, et introduit dans le récipient 48 heures avant les expériences. Les mesures définitives, tout à fait analogues à celle que je viens de décrire, ont donné, avec une erreur qui peut atteindre  $\frac{1}{25}$  :

$$\frac{J_{CO_2}}{J_A} = 3,31.$$

III. *Gaz carbonique et air sec.* — J'ai comparé ici les intensités totales diffusées par le gaz carbonique et l'air sec à différentes pressions. Le récipient étant rempli de gaz carbonique, je l'ai vidé lentement et j'ai fait avec des pressions réduites les poses 1, 2 et 3. Puis j'ai laissé rentrer l'air et fait les poses 4 et 5. Les résultats sont contenus dans le tableau suivant et représentés par le graphique (fig. 15) :

| Numéro<br>de la pose | Gaz             | Température | Pression | Densité<br>du cliché |
|----------------------|-----------------|-------------|----------|----------------------|
| 1                    | CO <sup>2</sup> | 21°         | 521 mm.  | 1,260                |
| 2                    | CO <sup>2</sup> | »           | 411 mm.  | 1,025                |
| 3                    | CO <sup>2</sup> | »           | 298 mm.  | 0,770                |
| 4                    | air             | »           | 589 mm.  | 0,555                |
| 5                    | air             | »           | 761 mm.  | 0,760                |

Le gaz carbonique, sous une pression de 295 mm. diffuse

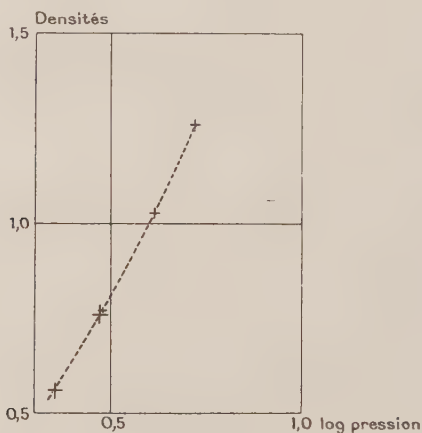


Fig. 15.

la même fraction que l'air sec sous 761 mm. Sous une pression de 224 mm. il diffuse comme l'air sous 589 mm. On en conclut, pour des pressions égales :

$$\frac{J_{\text{CO}_2}}{J_{\text{air}}} = 2,605.$$

L'analyse ayant montré que le gaz carbonique contenait  $\frac{1}{100}$  d'air environ, on a, cette correction faite :

$$\frac{J_{\text{CO}_2}}{J_{\text{air}}} = 2,62.$$

IV. *Gaz carbonique et oxygène.* — L'oxygène, livré sous

la pression de 150 atmosphères, provenait de la distillation de l'air liquide. Il contenait 4 o/o d'azote.

La méthode employée ici est celle qui a déjà servi à comparer l'azote et l'argon. Le graphique de la figure 8 représente les mesures définitives ; il donne :

$$\frac{I_{CO_2}}{I_{O_2}} = 2,818.$$

Pour avoir  $J_{CO_2}$  et  $J_{O_2}$  il faut tenir compte de ce que la polarisation est incomplète dans chacun des deux gaz comparés.

$$J_{CO_2} = I_{CO_2} + i_{CO_2} = I_{CO_2}(1 + \rho_{CO_2}) = 1,095 I_{CO_2},$$

$$J_{O_2} = I_{O_2} + i_{O_2} = I_{O_2}(1 + \rho_{O_2}) = 1,054 I_{O_2}$$

et

$$\frac{J_{CO_2}}{J_{O_2}} = \frac{1,095}{1,054} \times 2,818 = 2,93.$$

V. *Oxygène et hydrogène*. — L'hydrogène était préparé par voie humide au laboratoire à partir de l'acide chlorhydrique pur et du zinc pur (additionné de tournure de cuivre). Il était lavé dans une dissolution de potasse, séché et filtré. Les mesures ont donné :

$$\frac{I_H}{I_{O_2}} = 0,265.$$

En tenant compte de la vibration horizontale, on a :

$$J_H = I_H + i_H = I_H(1 + \rho_H) = 1,017 I_H,$$

$$J_{O_2} = 1,054 I_{O_2}$$

et

$$\frac{J_H}{J_{O_2}} = \frac{1,017}{1,054} \times 0,265 = 0,255.$$

d) *Conclusions*. — Les résultats de ces mesures sont résumés dans le tableau suivant :

*Diffusion*

| Diffusion                          | (Réfraction) <sup>2</sup>                              | Ecart = $\frac{(\text{Diff.})^2 - (\text{Réfr.})^2}{(\text{Réfr.})^2}$ |
|------------------------------------|--------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------|
| $\frac{J_A}{J_{N^2}} = 0,829,$     | $\frac{(\mu - 1)^2_A}{(\mu - 1)^2_{N^2}} = 0,90,$      | - 0,079                                                                |
| $\frac{J_{CO_2}}{J_A} = 3,31,$     | $\frac{(\mu - 1)^2_{CO_2}}{(\mu - 1)^2_A} = 2,53,$     | + 0,23                                                                 |
| $\frac{J_{CO_2}}{J_{air}} = 2,62,$ | $\frac{(\mu - 1)^2_{CO_2}}{(\mu - 1)^2_{air}} = 2,35,$ | + 0,10                                                                 |
| $\frac{J_{CO_2}}{J_{O_2}} = 2,93,$ | $\frac{(\mu - 1)^2_{CO_2}}{(\mu - 1)^2_{O_2}} = 2,80,$ | + 0,044                                                                |
| $\frac{J_{H^2}}{J_{O_2}} = 0,255,$ | $\frac{(\mu - 1)^2_{H^2}}{(\mu - 1)^2_{O_2}} = 0,276,$ | - 0,082                                                                |

1° L'écart est toujours supérieur à la limite + 0,04 de l'erreur possible dans la mesure du rapport  $J_1/J_2$ .

2° Dans chacun des exemples étudiés, cet écart est positif lorsque la polarisation de la lumière diffusée est moins complète dans le gaz 1 que dans le gaz 2 auquel on le compare ; il est négatif dans le cas contraire.

3° En introduisant l'hypothèse des molécules anisotropes on a été conduit à remplacer la formule (23) par :

$$(52) \quad J = \alpha E \frac{(\mu^2 - 1)^2}{n\lambda^4},$$

avec

$$(53) \quad \alpha = \frac{3\pi^2(1 + \rho)}{6 - 7\rho}.$$

On peut ainsi dresser le tableau :

| Diffusion                          | $\frac{(\mu_1 - 1)^2 \frac{1 + \rho_1}{6 - 7\rho_1}}{(\mu_2 - 1)^2 \frac{1 + \rho_2}{6 - 7\rho_2}}$ | Ecart   |
|------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------|---------|
| $\frac{J_A}{J_{N^2}} = 0,829,$     | 0,823,                                                                                              | + 0,007 |
| $\frac{J_{CO_2}}{J_A} = 3,31,$     | 3,12,                                                                                               | + 0,057 |
| $\frac{J_{CO_2}}{J_{air}} = 2,62,$ | 2,65,                                                                                               | - 0,011 |
| $\frac{J_{CO_2}}{J_{O_2}} = 2,93,$ | 3,07                                                                                                | - 0,047 |
| $\frac{J_{H^2}}{J_{O_2}} = 0,255,$ | 0,255                                                                                               | 0       |

Les écarts sont ici plus faibles que dans le tableau précédent <sup>(1)</sup> et généralement inférieurs aux erreurs expérimentales possibles. La formule (52) semble donc en général d'accord avec l'expérience au degré de précision que comportent les mesures photométriques. Il faut reconnaître cependant que l'écart de  $+0,057$  obtenu dans la comparaison du gaz carbonique et de l'argon ne paraît pas facilement explicable.

4<sup>o</sup> Quoi qu'il en soit, cette étude confirme le fait que la diffusion de la lumière est un phénomène caractéristique de chaque gaz, que les particules diffusantes sont les molécules elles-mêmes (comparaison de l'argon monoatomique avec des gaz diatomiques simples et composés) et que la loi de Lord Rayleigh était une loi assez approchée du phénomène.

On peut résumer en un seul tableau tous les résultats expérimentaux obtenus jusqu'ici, en portant sur une même ligne, pour tous les gaz étudiés, la valeur expérimentale du coefficient  $\alpha$  ou, plus simplement, de  $2\alpha/\pi^2$ . Nous admettons que, pour l'argon la formule de Lord Rayleigh s'applique exactement en posant  $\alpha = \pi^2/2$ . La dernière ligne contient les valeurs de  $2\alpha/\pi^2$  tirées de la formule (53) :

|                                                      | Argon | Hydrogène | Vapeur<br>d'éther | Azote | Oxygène | Gaz<br>carboniq. | Oxyde<br>azoteux |
|------------------------------------------------------|-------|-----------|-------------------|-------|---------|------------------|------------------|
| $\frac{100 \ i}{I}$                                  | 0     | 1,7       | [1,7]             | 2,8   | 5,4     | 9,5              | [12,0]           |
| $\left(\frac{2\alpha}{\pi^2}\right)_{\text{exp.}}$   | 1     | 1,13      | [1,12]            | 1,06  | 1,23    | 1,30             | [1,31]           |
| $\left(\frac{2\alpha}{\pi^2}\right)_{\text{théor.}}$ | 1     | 1,03      | 1,03              | 1,06  | 1,12    | 1,23             | 1,36             |

Les nombres entre crochets sont tirés des mesures de Strutt.

(1) Sauf dans le cas de l'oxygène ( $J_{\text{CO}_2}/J_{\text{O}_2}$ ) qui diffuserait une trop grande intensité lumineuse. Peut-être y a-t-il lieu de tenir compte de la facilité avec laquelle la lumière peut agir sur l'oxygène pour produire une diffusion parasite.

## CHAPITRE X

## MESURE DE L'INTENSITÉ LUMINEUSE DIFFUSÉE PAR L'ARGON

## Détermination de la constante d'Avogadro.

Je me suis proposé de déterminer par l'expérience le rapport  $\frac{\varepsilon}{E}$  entre le nombre qui mesure l'éclat du volume gazeux éclairé et celui qui mesure l'éclairement d'une surface normale au faisceau primaire. Soit  $h$  la profondeur du volume éclairé, évaluée le long du rayon diffusé, le rapport  $R$  a pour valeur :

$$R = \frac{\varepsilon}{hE} .$$

a. *Principe des Mesures.* — Pour simplifier le problème j'ai limité les recherches à une seule radiation <sup>(1)</sup>, la radiation 4358 de la vapeur de mercure. Les mesures définitives ont été faites sur l'argon et l'azote. La lumière n'exerce aucune action chimique sur ces deux gaz ; les molécules du premier sont d'ailleurs isotropes, ce qui permettra, en leur appliquant la formule de Lord Rayleigh, de déterminer le nombre d'Avogadro.

<sup>(1)</sup> Au cours des recherches préliminaires (*C. R.*, CLX, p. 62, 1915) j'avais cherché à étendre les mesures à tout le spectre visible et ultraviolet en comparant, pour chaque radiation, l'éclat  $\varepsilon$  à l'éclat  $\varepsilon_0$  de l'arc au mercure affaibli dans un rapport connu. Un certain nombre d'écrans en quartz dépoli, convenablement placés sur le faisceau de lumière, permettaient d'atteindre une réduction d'éclat suffisante. Malheureusement les plaques en quartz dépoli que je possédais avaient un grain très fin et étaient encore assez transparentes pour compliquer l'interprétation des résultats obtenus. L'une d'elles en particulier laissait voir par transparence les objets blancs, mais elle modifiait leur couleur et les objets prenaient une teinte rouge. Pour toutes ces lames de quartz on pouvait mesurer le coefficient de transmission. Il diminuait rapidement avec la longueur d'onde. Je don-

Pour éliminer toute cause d'erreur provenant de la mesure de l'éclairement  $E$  (évaluation des aires des diaphragmes, pertes de lumière à travers les lentilles et les lames à faces parallèles), j'ai comparé l'éclat  $\varepsilon$  de la masse gazeuse à l'éclat  $\varepsilon_1$  d'un diffuseur solide éclairé dans des conditions tout à fait identiques. Cette surface diffusante était installée dans le récipient à gaz, à  $45^\circ$  du rayon incident, au point où se forme l'image de la lampe. Lorsqu'on passe du gaz au diffuseur solide, l'étendue des faisceaux ne varie pas ; les surfaces traversées restent les mêmes ; il y a dans les deux cas mêmes pertes de lumière, et la mesure du rapport  $\varepsilon/\varepsilon_1$  donne  $R$  sans qu'on ait à faire des corrections toujours un peu incertaines.

Nous avons déjà posé :

$$\varepsilon = RhE.$$

Désignons par  $q$  le rapport entre l'éclat du diffuseur solide et l'éclairement qu'il reçoit, égal ici à  $\frac{E\sqrt{2}}{2}$ . Nous pouvons écrire :

$$\varepsilon_1 = \frac{qE\sqrt{2}}{2}, \quad \text{et} \quad R = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} \times \frac{q\sqrt{2}}{2h}.$$

Les trois quantités  $q$ ,  $h$  et  $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1}$  se mesurent d'une manière indépendante.

Je citerai à titre d'exemple la proportion de lumière directement transmise par deux écrans.

|      | Ecran n° 2 | Ecran n° 3 |
|------|------------|------------|
| 2352 | 1,00       | 0,51       |
| 2652 | 2,28       | 0,98       |
| 3131 | 3,52       | 1,82       |
| 3650 | 8,7        | 2,78       |
| 4358 | 13,4       | 3,55       |

Des diffuseurs de quartz dont le grain eût été suffisamment gros pour qu'on pût négliger la lumière directement transmise et que la diffusion fût sensiblement indépendante de  $\lambda$  auraient sans doute permis des mesures précises dans tout le spectre.

b) *Mesure de  $q$ .* — Les difficultés d'une détermination précise de l'étendue d'un faisceau lumineux, que nous avons cherché à éviter, se retrouvent partiellement dans la mesure de  $\alpha$  ; mais la réalisation d'un montage indépendant et approprié à cette mesure, la possibilité de faire varier ici les conditions de l'expérience conduisent à des résultats plus sûrs.

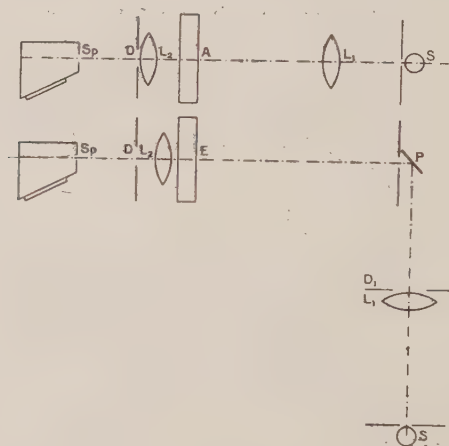


Fig 16.

Soit  $SL_1P$  le faisceau de lumière qui éclaire le diffuseur  $P$  (fig. 16, en bas) ; désignons par  $E$  l'éclairement d'une surface normale à l'axe du faisceau. Si l'incidence est  $i$ , l'éclairement de la surface  $P$  devient  $E \cos i$ .

La valeur de  $q$  est donnée par la formule :

$$q = \frac{\varepsilon_1}{E \cos i}.$$

On règle facilement l'angle  $i$  à  $30'$  près en appliquant sur la surface plane du diffuseur une lame réfléchissante qu'on amène par autocollimation à être normale au faisceau incident horizontal. On fait ensuite tourner le diffuseur de  $45^\circ$

autour d'un axe vertical. Soit  $di$  la valeur absolue de l'erreur commise dans le réglage de l'angle  $i$  :

$$\left(\frac{dq}{q}\right) = \operatorname{tg} i \, di < 0,01.$$

Je me suis servi d'une lame de porcelaine dépolie provenant d'un photomètre de Lummer et Brodhun derrière laquelle était disposé un fond de papier noir mat. Pour mesurer  $q$  on compare à l'aide du spectographe  $Sp$  l'éclat d'une lampe à vapeur de mercure à celui du diffuseur  $P$  éclairé par la même source dans des conditions bien déterminées. On fait donc deux séries d'expériences :

1<sup>re</sup> Série : La source lumineuse est une petite ouverture circulaire  $C$  (fig. 15, en haut) placée devant la lampe  $S$ . Une lentille  $L_1$  (16 cm. de distance focale) donne un faisceau parallèle. Une lentille identique  $L_2$  projette l'image de la source sur la fente du spectroscope. Un diaphragme circulaire fixe  $D$  limite le faisceau convergent qui tombe sur le spectroscope. En interposant entre  $L_1$  et  $L_2$  des cuves absorbantes  $A$  d'épaisseur variable on fait varier dans un rapport connu l'éclairement de l'image photographique. Les cuves  $A$  contenaient une solution d'acide picrique dans l'eau.

2<sup>e</sup> Série : Laissant en place le diaphragme  $D$  (fig. 16, en bas) on substitue à la lampe le diffuseur à étudier  $P$ , on enlève la lentille  $L_1$  et on agit sur la lentille  $L_2$  de manière à ramener l'image de  $C$  sur la fente du spectroscope. La cuve absorbante  $A$  est remplacée par la cuve d'eau  $E$ . Il reste à éclairer à  $45^\circ$  le diffuseur  $P$  en y projetant l'image de la lampe  $S$  avec la lentille  $L_1$ . Un diaphragme  $D_1$  limite le faisceau qui éclaire  $P$ . On obtient ainsi une deuxième série d'images en faisant varier la surface de l'ouverture  $D_1$ .

Les deux séries de clichés sont prises sur la même plaque photographique. Leur étude permet la construction de deux courbes, l'une représente la densité de l'image en fonction du coefficient de transparence de la cuve  $A$ . L'autre la densité

en fonction de la surface de  $D_1$ . La concentration de la solution d'acide picrique était voisine de celle de la solution  $S_1$  (p. 97); son épaisseur a varié de 1 cm. 66 à 2 cm. 79, la surface de  $D$  a varié de 2 cm<sup>2</sup> 86 à 11 cm<sup>2</sup> 34. J'ai constaté que l'éclairement est proportionnel à la surface de  $D_1$  et que l'on peut mesurer  $q$ .

Soit  $l$  l'épaisseur de l'absorbant  $A$  pour laquelle l'éclairement de l'image est identique à celui que donne une ouverture  $D_1$  d'aire  $s$ . Désignons par  $\omega$  l'angle solide du faisceau qui tombe sur le spectroscopie, par  $\varepsilon_0$  l'éclat de la lampe et par  $\varepsilon_1$  celui du diffuseur. On a :

$$(54) \quad \varepsilon_0 \omega e^{-kl} = \varepsilon_1 \omega$$

$k$  désignant le coefficient d'absorption de la solution d'acide picrique à la température de l'expérience. Soit  $d$  la distance du diaphragme  $D_1$  au diffuseur  $P$ ; l'éclairement  $E$  a pour valeur :

$$E = \varepsilon_0 \frac{s}{d^2},$$

et l'on peut écrire :

$$(55) \quad \varepsilon_1 = \frac{\alpha E \sqrt{2}}{2} = q \varepsilon_0 \frac{s \sqrt{2}}{2 d^2}.$$

Des expressions (54) et (55) on tire :

$$q = \frac{d^2 \sqrt{2}}{s} e^{-kl}.$$

Il n'y a pas à tenir compte des pertes par réflexion et absorption dans les milieux traversés; elles sont pratiquement les mêmes dans les deux séries d'expériences. L'erreur sur  $e^{-kl}$  n'atteint pas  $\frac{1}{200}$ . Il en est de même de celle qu'on commet sur  $d^2/s$ . En tenant compte de l'erreur de réglage de l'angle  $i$ , on trouve :

$$\frac{dq}{q} < 0,02.$$

Les mesures ont donné  $q = 0,182_5$  pour la radiation 4.358,

ce qui correspond, si l'on admet une diffusion « orthotrope », à un albedo de 0,57.

c. *Calcul et mesure de  $h$* . — Assimilons la lampe S à une droite lumineuse CSC' (fig. 17). Son image se forme sur OY. Comme le diaphragme rectangulaire F est à une certaine distance de la lampe, tous les points de OY ne sont pas également éclairés. Il y a une région de pleine lumière :  $A_1A'_1 = h_1$ , image du segment AA', qui reçoit un éclair-

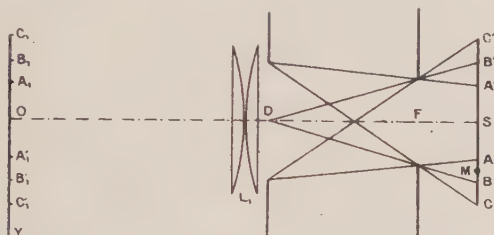


Fig. 17.

ment constant  $E_0$ , puis de part et d'autre de  $A_1A'_1$  deux régions dans lesquelles l'éclairement décroît jusqu'à zéro ; ce sont les images des segments AC et A'C'. La longueur  $h$  à calculer est donnée par la relation :

$$E_0 h = E_0 h_1 + 2 \int_{A_1}^{C_1} E dh.$$

Soit  $\omega dl$  le flux de lumière envoyé par chaque élément de longueur  $dl$  de la lampe et qui tombe sur l'ouverture du diaphragme D ;  $\omega$  désigne l'angle solide,  $i$  l'intensité par unité de longueur. On peut tout d'abord évaluer la longueur  $l$  de la lampe telle que :

$$\omega_0 l = \omega_0 \overline{AA'} + 2 \int_A^C \omega dl,$$

en supposant constant l'éclat de la lampe entre les points C et C' : on déterminera ensuite par le calcul la longueur  $h$  de l'image de  $l$  dans la lentille  $L_1$ .

Soit M un point de la source compris entre A et C dont les rayons, arrêtés partiellement, par un des bords de F n'éclaireront pas la surface entière de l'ouverture D. Si l'on désigne par  $R - x$  la distance du centre du diaphragme D à l'ombre du bord rectiligne F et si l'on pose :

$$R - x = R \cos \frac{\alpha}{2},$$

l'aire de l'ombre portée sur l'ouverture du diaphragme est :

$$\frac{R^2}{2} (\alpha - \sin \alpha),$$

et l'aire éclairée :

$$\frac{R^2}{2} (2\pi - \alpha + \sin \alpha).$$

On en tire :

$$\omega = \frac{R^2}{2\overline{MD}^2} (2\pi - \alpha + \sin \alpha) \frac{\overline{SD}}{\overline{MD}},$$

$\frac{\overline{SD}}{\overline{MD}}$  étant le cos de l'angle que fait avec l'axe  $\overline{MD}$  du faisceau

la normale au plan du diaphragme.

On a d'autre part :

$$dl = \frac{\overline{SF}}{\overline{DF}} dx = \frac{R}{2} \frac{\overline{SF}}{\overline{DF}} \sin \frac{\alpha}{2} d\alpha,$$

et par suite :

$$\int_A^C \omega dl = \frac{R^3 \times \overline{SF} \times \overline{SD}}{4 \times \overline{MD}^3 \times \overline{DF}} \int_0^{2\pi} (2\pi - \alpha + \sin \alpha) \sin \frac{\alpha}{2} d\alpha.$$

Le seul terme de l'intégrale définie qui ne s'annule pas est :

$$- \int_0^{2\pi} \alpha \sin \frac{\alpha}{2} d\alpha = 4\pi.$$

On en conclut :

$$\int_A^C \omega dl = \frac{\pi R^2}{\overline{SD}^2} \cdot \frac{\overline{SD}^3}{\overline{MD}^3} \cdot \frac{\overline{SF}}{\overline{DF}} \cdot R.$$

Ecrivons que cette expression est égale à  $\omega_0(l - \overline{AA'})$ , nous en tirons :

$$l = \overline{AA'} + 2 \left( \frac{\overline{SD}}{\overline{MD}} \right)^3 \cdot \frac{\overline{SF}}{\overline{DF}} \cdot R.$$

Soit  $F$  la largeur de l'ouverture rectangulaire :

$$\overline{AA'} = F \cdot \frac{\overline{SD}}{\overline{DF}} - 2R \cdot \frac{\overline{SF}}{\overline{DF}},$$

et :

$$l = F \cdot \frac{\overline{SD}}{\overline{DF}},$$

en confondant  $\overline{SD}$  et  $\overline{MD}$ .

Si, du centre du diaphragme  $D$ , on mène les plans  $DB$ ,  $D'B'$  qui s'appuient sur les bords de l'ouverture  $F$  on détermine sur la source linéaire  $S$  la longueur cherchée.

Connaissant la largeur  $F = 2$  cm. 51 de l'ouverture rectangulaire, ses distances à la lampe et au diaphragme  $D$ , les éléments principaux de la lentille  $L_1$  (distance focale 9 cm. 71), la distance de la lampe à la lentille, on calcule la longueur  $l$ , son image  $h$ , et on trouve ainsi :  $h = 3$  cm. 21.

J'ai vérifié l'exactitude de ce résultat en impressionnant une plaque sensible placée en  $OABC$  normalement à l'axe du faisceau. La mesure au microphotomètre de la densité des différents points de l'image donne facilement la valeur de  $h$ , et l'on trouve 3 cm. 2.

d. *Mesure de  $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1}$* . — C'est la plus délicate à cause de l'énorme rapport d'affaiblissement qu'il faut obtenir; les expériences préliminaires ont montré que  $\varepsilon/\varepsilon_1$  est voisin de  $3 \times 10^{-7}$ .

J'ai limité les recherches à la seule radiation 4.358 et affaibli l'éclat  $\varepsilon_1$  avec des solutions absorbantes de chromate neutre de potassium ou d'acide picrique dont le coefficient de transparence était déterminé immédiatement avant et immédiatement après chaque mesure définitive.

En principe, pour mesurer  $\varepsilon/\varepsilon_1$  on produit sur la même plaque photographique :

- 1° Une image du faisceau primaire dans le gaz diffusant, prise à travers une cuve d'eau distillée;
- 2° Une image du diffuseur de Lummer à travers une cuve

absorbante, et l'on fait varier l'épaisseur de l'absorbant de manière à obtenir deux images de densités égales.

Pratiquement, il y a avantage à utiliser une source auxiliaire, d'éclat variable, auquel on comparera successivement  $\varepsilon$  et  $\varepsilon_1$ .

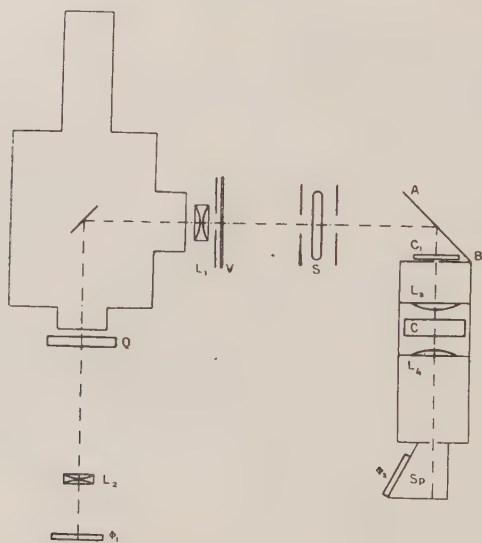


Fig. 18.

J'ai construit pour cette comparaison un spectrophotomètre (fig. 18) éclairé par la même lampe que le gaz diffusant et la porcelaine de Lummer. La surface diffusante AB (papier-filtre blanc) reçoit directement le rayonnement de la lampe S; elle éclaire la petite ouverture circulaire D (diamètre 2 mm.) qui sert de source de lumière. Les deux lentilles simples  $L_3$  et  $L_4$  (8 et 4 dioptries) projettent l'image de D sur la fente du spectroscope  $S_p$ . Entre les deux lentilles le faisceau est parallèle; on y place les cuves absorbantes C. Les raies visibles du mercure sont arrêtées par la cuve  $C_1$  qui contient une solution saturée de sulfate de cuivre ammoniacal.

On expose simultanément en  $\Phi_1$  et en  $\Phi_2$  les deux moitiés d'une plaque photographique et l'on mesure l'épaisseur de l'absorbant C pour laquelle les densités des deux images sont égales. Il faut croiser l'expérience en permutant les deux demi-plaques  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$  <sup>(1)</sup>.

Il y a donc à faire, pour obtenir  $\varepsilon/\varepsilon_1$ , les deux séries de mesures suivantes :

1° Mettre en place la porcelaine de Lummer et déterminer l'épaisseur  $l$  de l'absorbant C qui donne dans le spectroscope une raie  $\Phi_2$  de même densité que l'image  $\Phi_1$  du diffuseur de Lummer.

2° Remplir le récipient du gaz à étudier et déterminer l'épaisseur L de l'absorbant C pour laquelle on retrouve deux images  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$  de même densité.

Le rapport cherché a pour valeur :

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} = e^{-k(L-l)}.$$

Les expériences 1 et 2 sont complètement indépendantes ; on peut de l'une à l'autre employer des plaques de sensibilité différente et faire varier considérablement le temps de pose. Cette méthode présente d'ailleurs l'avantage d'éliminer complètement les erreurs qui peuvent provenir d'une variation dans le régime de la lampe.

Pour éviter la construction de deux spectroscopes, faciliter la mise en place et le réglage et réduire les pertes de lumière dans le cas de la diffusion par les gaz, je n'ai pas mis de spectroscope en  $\Phi_1$  mais il a fallu vérifier dans une expérience préliminaire qu'à travers le verre bleu V et la cuve de quinine seule la raie 4.358 était capable d'impressionner les

(1) Avec les longues poses qu'exige la lumière diffusée par le gaz il est difficile d'éviter un léger voile du fond du cliché, et l'on n'arrive à égaliser la densité du voile sur les deux demi-plaques qu'en les exposant successivement pendant des temps égaux en  $\Phi_1$  et en  $\Phi_2$ .

plaques sensibles dans les conditions des expériences. J'ai fait cette vérification avec le spectroscopie  $S_p$  avant sa mise en place en  $\Phi_2$ . En  $\Phi_2$  au contraire il est nécessaire d'analyser le rayonnement transmis. Si, dans la première série d'expériences, le spectre se réduit à la raie 4.358 <sup>(1)</sup>, on n'arrive pas, dans la deuxième, à obtenir de la lumière homogène. Sans doute une solution saturée de sulfate de cuivre ammoniacal et les épaisseurs utilisées de chromate ou d'acide picrique ne laissent-elles passer qu'une seule des fortes raies du mercure, mais le spectre continu de la vapeur de mercure, qui s'étend entre les raies 4.358 et 4.916 et dont l'intensité n'est pas négligeable, même dans les lampes peu poussées, prend une très grande importance.

Cette région continue du spectre est peu absorbée par l'eau céleste ; elle l'est beaucoup moins par le chromate et l'acide picrique que la raie 4.358, et la densité de la bande assez bien délimitée qu'elle donne sur le cliché  $\Phi_2$  est supérieure à celle de la raie bleue.

*Mesure des coefficients de transparence des absorbants.*

— J'ai appliqué la méthode des deux nicols (p. 90). Lorsque l'épaisseur de la cuve absorbante était trop grande pour permettre l'emploi direct de cette méthode, j'ai déterminé sur une épaisseur plus petite le coefficient d'absorption de la solution à partir duquel j'ai calculé le coefficient de transparence cherché. La concentration des solutions de chromate de potassium et d'acide picrique utilisées était assez voisine des concentrations étudiées antérieurement (p. 97) pour qu'on pût leur appliquer la même loi de variation du coefficient d'absorption avec la température. Je n'insisterai pas sur la description du dispositif de mesure qui a été déjà

(1) Lorsqu'on emploie comme absorbant l'acide picrique, qui a une courbe d'absorption beaucoup moins abrupte que le chromate, on a aussi les raies 4.046 et 3.650. Mais une cuve de quinine les aurait supprimées.

longueusement étudié par plusieurs auteurs et qui est devenu classique. Un spectroscope placé après le système de réduction séparait sur la plaque photographique les images produites par les différentes radiations.

*1<sup>re</sup> série d'expériences. Mesure de  $\epsilon_1$  (porcelaine).*

Etant donné l'importance des mesures actuelles je crois devoir entrer dans le détail des expériences. Je désignerai dans ce qui va suivre par  $E_0$  l'éclairement de l'image de comparaison  $\Phi_2$  lorsque les absorbants C ont une épaisseur nulle, et par  $\omega$  l'angle solide du faisceau qui tombe sur la plaque  $\Phi_1$ .

En Q est une cuve de 0 cm. 836 ; en C une cuve de 7 cm. suivie d'une autre cuve plus mince et d'épaisseur variable. Ces trois cuves peuvent être remplies d'eau distillée ou de solutions absorbantes.

Comme la lumière que diffuse l'écran de porcelaine est beaucoup trop intense pour donner des densités comparables à celle de l'image  $\Phi_2$ , j'ai dû commencer par la rendre près de 1.000 fois plus faible. Cette réduction a été obtenue :

1° Par modification du diaphragme circulaire placé devant la lentille  $L_2$  (fig. 17). Le coefficient de réduction obtenu est égal à 0,1321.

2° Par interposition en Q, sur le faisceau diffusé, d'une lame de verre absorbante. Le coefficient de réduction est égal à 0,01092.

Dans ces conditions l'éclairement de l'image  $\Phi_1$  a pour valeur :

$$E_1 = 0,1321 \times 0,01092 \epsilon_1 \omega = 1,442 \times 10^{-3} \epsilon_1 \omega.$$

Il a été comparé à l'éclairement  $E_0$  affaibli : soit par une solution d'acide picrique  $S_p$  (température 21°1), soit par une solution de chromate  $S_c$  (température 21°1). Voici à titre d'exemple les résultats de la première comparaison.

|                                                                       | Clichés $\Phi_1$           |         | Clichés $\Phi_2$           |         |
|-----------------------------------------------------------------------|----------------------------|---------|----------------------------|---------|
|                                                                       | Épaisseur d'absorbant en Q | Densité | Épaisseur d'absorbant en C | Densité |
| Temps de pose : 20 sec.<br>Température : 21°1.<br>Absorbant : $S_p$ . | cm.<br>0,836               | 2,220   | cm.<br>1,128               | 1,900   |
|                                                                       | 0,836                      | 2,255   | 0,609                      | 3,185   |
|                                                                       | 0,836                      | 2,255   | 0,836                      | 2,640   |

On détermine par interpolation l'épaisseur de l'absorbant qui, placé en C, donne un éclairement égal à  $E_1$  :

$$0,993 - 0,836 = 0 \text{ cm. } 157.$$

Les mesures ont donné les résultats suivants :

$$\begin{aligned} \text{Épaisseurs d'absorbants nécessaires en C. } & \left\{ \begin{array}{l} S_p. \dots\dots\dots 0,157 \\ S_c. \dots\dots\dots 0,250 \end{array} \right. \\ \text{Coefficients d'absorption mesurés à } 19^0 & \left\{ \begin{array}{l} S_p. \dots\dots\dots 2,747 \\ S_c. \dots\dots\dots 1,728 \end{array} \right. \\ \text{Coefficients d'absorption ramenés à } 21^0 \text{I.} & \left\{ \begin{array}{l} S_p. \dots\dots\dots 2,795 \\ S_c. \dots\dots\dots 1,750 \end{array} \right. \\ \text{Coefficients de transmission des cuves } & \left\{ \begin{array}{l} S_p \text{ (0 cm. } 157\text{)}. \dots\dots\dots 0,645 \\ S_c \text{ (0 cm. } 250\text{)}. \dots\dots\dots 0,646 \end{array} \right. \end{aligned}$$

On a donc :

$$\begin{aligned} E_1 &= 1,442 \times 10^{-3} \times \varepsilon_1 \omega = 0,645 E_0 \\ \varepsilon_1 &= \frac{0,645}{1,442} \times 10^3 \frac{E_0}{\omega} = 0,447 \times 10^3 \frac{E_0}{\omega}. \end{aligned}$$

2<sup>e</sup> série d'expériences. Mesure de  $\varepsilon$  (argon).

J'ai rempli la cuve de 7 cm. placée en C d'une solution d'acide picrique que j'avais étendue de manière à réaliser en  $\Phi_1$  et en  $\Phi_2$  des éclaircissements sensiblement égaux. Une expérience préliminaire montra qu'en fait l'éclairement E réduit par cette cuve était très légèrement supérieur à  $\varepsilon \omega$ . Une petite cuve, dont le coefficient de transmission était égal

à 0,4064 fut placée à la suite de la grande. Elle donna un éclaircissement bien inférieur à  $\varepsilon\omega$  qui permit l'interpolation.

La mesure la plus délicate était celle du coefficient de transmission de la grande cuve. Je l'ai faite avant les expériences et refaite immédiatement après, de manière à tenir compte de la légère évaporation possible pendant les deux jours que dure la série d'expériences <sup>(1)</sup>. Pour cette mesure j'ai rempli avec la solution à étudier une cuve plus petite (4 cm. 033) dont le coefficient de transmission était mesurable avec les deux nicols.

Résultats :

|                                                 |                                   |                        |
|-------------------------------------------------|-----------------------------------|------------------------|
| Coefficient d'absorption mesuré                 | { Avant les expériences . . . . . | 1,248                  |
| à 25° et ramené à 27° . . . . .                 | { Après les expériences . . . . . | 1,253                  |
|                                                 | Valeur admise . . . . .           | 1,250                  |
| Coefficient de transmission de la cuve de 7 cm. |                                   |                        |
| à 27° . . . . .                                 |                                   | $1,629 \times 10^{-4}$ |
| Coefficient de la petite cuve à 27° . . . . .   |                                   | 0,4064                 |

$\varepsilon\omega$  est donc compris entre :

$$1,629 \times 10^{-4} E$$

et :

$$1,629 \times 0,4064 \times 10^{-4} = 0,662 \times 10^{-4} E.$$

L'interpolation sur les clichés donne plus exactement :

$$\varepsilon = 1,504 \times 10^{-4} \frac{E}{\omega}.$$

Une série de mesures analogues faites avec des solutions de chromate a donné *d'une manière indépendante* un résultat qui concorde remarquablement avec le précédent :

$$\varepsilon = 1,485 \times 10^{-4} \frac{E}{\omega}.$$

J'adopterai la valeur moyenne :

$$\varepsilon = 1,495 \times 10^{-4} \frac{E}{\omega}.$$

(1) Chaque pose dure quatre heures.

e) *Calcul de l'intensité lumineuse diffusée par l'argon et l'azote.* — On a successivement :

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} = \frac{1,495 \times 10^{-4}}{0,447 \times 10^3} = 3,34 \times 10^{-7}$$

$$Rh = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} \cdot \frac{q\sqrt{2}}{2} = \frac{3,34 \times 0,1825 \times \sqrt{2} \times 10^{-7}}{2} = 4,31 \times 10^{-8}$$

$$R = \frac{4,31}{3,21} = 1,34 \times 10^{-8}.$$

Cette valeur est probablement exacte à  $\frac{1}{30}$  près <sup>(1)</sup>, chacune des erreurs commises sur  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon_1$ ,  $\alpha$  et  $h$  paraissant inférieure à  $\frac{1}{60}$ . On obtient en définitive :

$$R = (1,34 \pm 0,05) \times 10^{-8}$$

pour l'argon contenant 8,7 o/o d'azote et 0,3 o/o d'oxygène, sous une pression de 76 cm., à la température de 27°. On en tirerait aisément la valeur  $R_A$  relative à l'argon pur dans les conditions normales.

J'ai utilisé le dispositif actuel pour étudier la lumière que diffuse l'azote et j'ai trouvé le rapport :

$$\frac{R_A}{R_{N^2}} = 0,823,$$

très voisin du nombre 0,835 que m'avait donné la méthode plus simple décrite au chapitre précédent.

f. *Calcul du nombre d'Avogadro.* — Les mesures faites sur l'argon permettent d'obtenir le nombre d'Avogadro avec la seule hypothèse que l'argon diffuse la lumière suivant les lois de Lord Rayleigh.

Le gaz étudié était un mélange à 91 o/o d'argon, 8,7 o/o d'azote et 0,3 o/o d'oxygène. En appliquant la formule (12)

<sup>(1)</sup> En réalité le faisceau primaire et le faisceau diffusé ne sont pas formés de rayons parallèles, et l'on n'est pas rigoureusement dans le cas de la diffusion latérale. On calculerait facilement la correction à faire subir à la valeur de  $R$ . Elle est voisine de  $-0,004$ .

à ce mélange gazeux et en désignant par 2 et 3 les indices relatifs à l'azote et à l'oxygène on peut écrire :

$$R = \Sigma \frac{\pi^2 \varepsilon^2 \delta}{2n_0 \lambda^4} = \frac{\pi^2}{2n_0 \lambda^4} \left\{ \varepsilon_1^2 \delta_1 + \beta_2 \varepsilon_2^2 \delta_2 + \beta_3 \varepsilon_3^2 \delta_3 \right\}.$$

Pour chacun des constituants 1, 2, 3 (argon, azote et oxygène) on a :

$$\delta = \frac{p}{p_0} \cdot \frac{1}{1 + \alpha t}$$

$p/p_0$  désignant le rapport entre la pression partielle du gaz dans le récipient et la pression normale et  $t$  désignant la température de la masse gazeuse.

Le tableau qui suit renferme les valeurs de  $\delta$ ,  $\varepsilon$  et  $\beta$ .

|                    |                                             |                  |
|--------------------|---------------------------------------------|------------------|
| $\delta_1 = 0,828$ | $\varepsilon_1^2/4 = 8,1025 \times 10^{-8}$ |                  |
| $\delta_2 = 0,079$ | $\varepsilon_2^2/4 = 10,112 \times 10^{-8}$ | $\beta_2 = 1,06$ |
| $\delta_3 = 0,002$ | $\varepsilon_3^2/4 = 6,672 \times 10^{-8}$  | $\beta_3 = 1,23$ |

$$R = \frac{2\pi^2}{n_0 \lambda^4} \times 7,572 \times 10^{-8}$$

$$n_0 = \frac{2 \times 7,572 \times \pi^2 \times 10^{20}}{1,34 \times (4,358)^4} = 3,08 \times 10^{19}.$$

Les valeurs définitives sont :

1° Pour le nombre des molécules que renferme 1 cm<sup>3</sup> de gaz dans les conditions normales :

$$n_0 = (3,08 \pm 0,10) \times 10^{19}.$$

2° Pour le nombre d'Avogadro :

$$\mathcal{N} = (6,90 \pm 0,25) \times 10^{23}.$$

g. *Conclusion.* — Nous avons tiré des observations de Fowle une valeur de  $10^{-23} \mathcal{N}$  comprise entre 6,42 et 6,66 ; les expériences actuelles donnent une valeur comprise entre 6,65 et 7,15. La concordance des deux résultats est aussi bonne que possible si l'on tient compte du fait que les observations de Fowle ne peuvent pas donner la valeur exacte mais seulement une limite inférieure d'autant plus approchée que le ciel est plus pur. Je conclurai donc :

1° Que la lumière du ciel à grande altitude est due,

comme celle que diffuse un gaz en vase clos, à l'action des molécules gazeuses elles-mêmes<sup>(1)</sup>.

2° Que le nombre d'Avogadro, tel que le donne la mesure de l'absorption et de la diffusion de la lumière par les molécules des gaz transparents est un peu supérieur à  $6,6 \times 10^{23}$  et probablement compris entre  $6,7 \times 10^{23}$  et  $7,1 \times 10^{23}$ .

## RÉSUMÉ

1° Toutes les hypothèses faites pour expliquer la propagation de la lumière dans un gaz transparent permettent de prévoir une diffusion de la lumière par les molécules. Dans le cas de molécules isotropes cette diffusion est conforme aux lois de Lord Rayleigh. J'ai calculé l'intensité diffusée latéralement par un gaz transparent dans le cas où les molécules anisotropes ont la symétrie d'un ellipsoïde à trois axes inégaux.

2° J'ai montré que les observations d'Abbot et Fowle sur la transparence de l'atmosphère conduisent à une valeur de la constante d'Avogadro supérieure à  $6,6 \times 10^{23}$  et probablement très voisine de ce nombre.

3° J'ai donné le premier la preuve expérimentale de la diffusion de la lumière par les molécules d'un gaz transparent, et j'ai soumis cette diffusion à des mesures quantitatives; j'ai dû pour cela adapter les procédés de la photométrie photographique à la mesure de très faibles éclairéments.

4° J'ai vérifié, après Strutt, que la lumière diffusée latéralement par les molécules d'un gaz n'est pas complètement

(1) Tout récemment Wood (*Phil. Mag.*, XXXIX, 1920) a comparé directement l'intensité de la lumière du ciel à l'intensité lumineuse que diffuse en vase clos une masse d'air privée de poussières et éclairée par le soleil. Il a pu vérifier ainsi par une expérience directe que les deux phénomènes ont la même origine.

polarisée en général et obtenu, pour le degré de polarisation, des résultats d'accord avec ceux de Strutt, sauf dans le cas de l'argon. J'ai trouvé que dans le cas de ce gaz la lumière était complètement polarisée.

5° J'ai montré que l'intensité lumineuse diffusée par un gaz transparent n'est pas exactement proportionnelle au carré de la réfraction et qu'elle paraît dépendre, comme le degré de polarisation, de la symétrie des molécules.

6° J'ai mesuré en valeur absolue le rapport entre l'intensité lumineuse que diffuse l'argon et l'éclairement de ce gaz. J'en ai tiré une nouvelle détermination de la constante d'Avogadro qui a donné la valeur  $\mathfrak{N} = (6,9 \pm 0,25) 10^{23}$ .

Cette détermination repose uniquement sur les deux hypothèses suivantes :

1° Dans un gaz transparent le nombre des centres diffusants est égal à celui des molécules ;

2° L'argon, dont les molécules sont isotropes, obéit aux lois de Lord Rayleigh.

Cette thèse a été déposée au secrétariat de la Faculté des Sciences de Paris le 28 juin 1920.

---

# TABLE DES MATIÈRES

|                       |            |
|-----------------------|------------|
| INTRODUCTION. . . . . | Pages<br>5 |
|-----------------------|------------|

## PREMIÈRE PARTIE

### Etude théorique de la diffusion de la lumière par les fluides

#### CHAPITRE PREMIER

SUR LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE  
PAR UNE PARTICULE SPHÉRIQUE PETITE  
PAR RAPPORT A LA LONGUEUR D'ONDE

#### Assimilation du gaz à un milieu trouble

|                                                                                                |    |
|------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| a) Intensité et polarisation de la lumière diffusée dans les différentes directions . . . . .  | 12 |
| b) Variation de la diffusion en fonction de la longueur d'onde. Loi en $1/\lambda^4$ . . . . . | 14 |
| c) Expression de l'intensité lumineuse diffusée latéralement par une particule . . . . .       | 14 |
| d) Assimilation d'un gaz à un milieu trouble . . . . .                                         | 17 |

#### CHAPITRE II

SUR LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE PAR LES MOLÉCULES GAZEUSES  
ANISOTROPE

#### Intensité lumineuse diffusée par les gaz transparents

|                                                                                                               |    |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| a) Enoncé des hypothèses. . . . .                                                                             | 21 |
| b) Calcul du champ électrique créé par des molécules anisotropes. . . . .                                     | 24 |
| c) Calcul de la constante diélectrique d'un gaz . . . . .                                                     | 26 |
| d) Relation entre le degré de polarisation et l'intensité de la lumière diffusée latéralement . . . . .       | 27 |
| e) Calcul du nombre d'Avogadro à partir des mesures de Fowle sur la transparence de l'atmosphère . . . . .    | 20 |
| Note 1. — Calcul de $\frac{\langle \xi^2 \rangle_m}{Z}$ et de $\frac{\langle \zeta^2 \rangle_m}{Z}$ . . . . . | 31 |
| Note 2. — Calcul de $\frac{\langle \xi \rangle_m}{Z}$ . . . . .                                               | 32 |

## CHAPITRE III

## SUR LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE PAR UN FLUIDE QUELCONQUE

|                                                                                                                                                                | Pages |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| <i>a)</i> Calcul de la constante diélectrique d'un fluide . . .                                                                                                | 34    |
| <i>b)</i> Composition des vibrations diffusées en un point par<br>les différentes molécules d'un corps solide, liquide<br>ou gazeux (d'après Lorentz). . . . . | 35    |
| <i>c)</i> Application de la théorie d'Einstein-Keesom . . .                                                                                                    | 39    |
| <i>d)</i> Conclusion . . . . .                                                                                                                                 | 40    |

## DEUXIÈME PARTIE

## Le bleu du ciel

## CHAPITRE IV

LES OBSERVATIONS D'ABBOT ET FOWLE SUR LA TRANSPARENCE  
DE L'ATMOSPHÈRE

|                                                                                                                         |    |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| <i>a)</i> Résumé des recherches antérieures . . . . .                                                                   | 40 |
| <i>b)</i> Recherches entreprises à l'observatoire de la Smith-<br>sonian Institution. . . . .                           | 41 |
| <i>c)</i> Définition du coefficient de transparence de l'atmo-<br>sphère suivant la verticale. Formule de Langley . . . | 42 |
| <i>d)</i> Mesure du coefficient de transparence . . . . .                                                               | 45 |
| <i>e)</i> Résultats obtenus de 1902 à 1913 . . . . .                                                                    | 46 |
| <i>f)</i> Discussion des résultats obtenus dans les stations<br>élevées. Interprétation de Fowle . . . . .              | 48 |
| <i>g)</i> Interprétation de Vessot-King. . . . .                                                                        | 52 |
| <i>h)</i> Conclusion . . . . .                                                                                          | 56 |

## TROISIÈME PARTIE

Etude expérimentale de la diffusion de la lumière  
par les molécules des gaz transparents

## CHAPITRE V

## DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

## Observations visuelles

|                                                         |    |
|---------------------------------------------------------|----|
| <i>a)</i> Choix de la source de lumière . . . . .       | 58 |
| <i>b)</i> Lampe de quartz à vapeur de mercure . . . . . | 63 |
| <i>c)</i> Dispositif optique . . . . .                  | 63 |
| <i>d)</i> Séparation des radiations . . . . .           | 65 |
| <i>e)</i> Récipient à gaz . . . . .                     | 67 |

|                                                                          | Pages |
|--------------------------------------------------------------------------|-------|
| <i>f)</i> Réglage optique. . . . .                                       | 70    |
| <i>g)</i> Purification et introduction du gaz dans le récipient. . . . . | 70    |
| <i>h)</i> Données théoriques. . . . .                                    | 70    |
| <i>k)</i> Observations visuelles. . . . .                                | 73    |

## CHAPITRE VI

### APPLICATION DE LA PHOTOGRAPHIE AUX MESURES PHOTOMÉTRIQUES

#### ET EN PARTICULIER

#### A LA MESURE DE TRÈS FAIBLES ÉCLAIREMENTS

|                                                                             |    |
|-----------------------------------------------------------------------------|----|
| <i>a)</i> Recherche d'une méthode photographique correcte .                 | 75 |
| <i>b)</i> Mise en œuvre de la méthode. Interprétation des clichés . . . . . | 77 |
| <i>c)</i> Précision de la méthode photographique . . . . .                  | 81 |
| <i>d)</i> Comparaison des très faibles éclairéments. . . . .                | 83 |
| <i>e)</i> Photométrie en lumière complexe . . . . .                         | 85 |
| <i>f)</i> Systèmes de réduction de l'éclairément. . . . .                   | 86 |
| <i>g)</i> Mesure de la densité d'un cliché. . . . .                         | 97 |
| <i>h)</i> Conclusions . . . . .                                             | 98 |

## CHAPITRE VII

### PREUVE EXPÉRIMENTALE DE LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE

#### PAR LES GAZ TRANSPARENTS

#### Proportionnalité de l'intensité diffusée à la pression du gaz éclairé

|                                                                                                                                                                  |     |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| <i>a)</i> Les gaz homogènes transparents diffusent de la lumière comme les milieux troubles. . . . .                                                             | 100 |
| <i>b)</i> La quantité d'énergie lumineuse que diffuse un gaz sous une pression et à une température données est une constante caractéristique de ce gaz. . . . . | 103 |
| <i>c)</i> La quantité d'énergie lumineuse diffusée latéralement est proportionnelle à la pression du gaz éclairé. . . . .                                        | 107 |

## CHAPITRE VIII

### POLARISATION DE LA LUMIÈRE DIFFUSÉE LATÉRALEMENT

|                                                                                                                             |     |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| <i>a)</i> Expériences de Strutt . . . . .                                                                                   | 109 |
| <i>b)</i> Nouvelles expériences, description du montage, correction relative à la convergence du faisceau incident. . . . . | 112 |

## Pages

|                                                                  |     |
|------------------------------------------------------------------|-----|
| <i>c)</i> Mesure de la polarisation du faisceau diffusé. . . . . | 115 |
| <i>d)</i> Précision de la mesure. . . . .                        | 116 |
| <i>e)</i> Résultats . . . . .                                    | 117 |

## CHAPITRE IX

## INTENSITÉ DE LA LUMIÈRE DIFFUSÉE

## PAR LES DIFFÉRENTS GAZ TRANSPARENTS

|                                                         |     |
|---------------------------------------------------------|-----|
| <i>a)</i> Position du problème . . . . .                | 121 |
| <i>b)</i> Résultats des mesures préliminaires . . . . . | 122 |
| <i>c)</i> Mesures définitives . . . . .                 | 123 |
| <i>d)</i> Conclusions . . . . .                         | 129 |

## CHAPITRE X

## MESURE DE L'INTENSITÉ LUMINEUSE DIFFUSÉE PAR L'ARGON

## Détermination de la constante d'Avogadro

|                                                                                                                                                                                                                                     |     |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| <i>a)</i> Principe des mesures . . . . .                                                                                                                                                                                            | 132 |
| <i>b)</i> Mesure de $q$ . . . . .                                                                                                                                                                                                   | 134 |
| <i>c)</i> Calcul et mesure de $h$ . . . . .                                                                                                                                                                                         | 137 |
| <i>d)</i> Mesure de $\varepsilon/\varepsilon_1$ . Mesure des coefficients de transparence. 1 <sup>re</sup> série d'expériences : mesure de $\varepsilon_1$ . 2 <sup>e</sup> série d'expériences : mesure de $\varepsilon$ . . . . . | 139 |
| <i>e)</i> Calcul de l'intensité lumineuse diffusée par l'argon et l'azote . . . . .                                                                                                                                                 | 146 |
| <i>f)</i> Calcul du nombre d'Avogadro . . . . .                                                                                                                                                                                     | 146 |
| <i>g)</i> Conclusion . . . . .                                                                                                                                                                                                      | 147 |
| RÉSUMÉ . . . . .                                                                                                                                                                                                                    | 148 |

---

Fig. *a*. — Photographies d'un même faisceau de lumière se propageant : 1<sup>o</sup> dans l'hydrogène; 2<sup>o</sup> dans l'air; 3<sup>o</sup> dans le gaz carbonique. Ces photographies ont été prises sur la même plaque avec le même temps de pose.

Fig. *b*. — Au-dessous : faisceau de lumière ( $\lambda > 0,3$ ) se propageant dans l'air à la pression atmosphérique. Au-dessus : on a fait le vide et posé cinq fois plus longtemps; seuls les bords du diaphragme diffusent un peu de lumière.

Fig. *c*. — Spectre de la lumière diffusée. Au-dessous : spectre de la lampe à vapeur de mercure photographié directement.

Fig. *d*. — Faisceau de lumière se propageant dans l'air et vu à travers un biréfringent.

Fig. *e*. — Polarisation incomplète de la lumière diffusée par l'oxygène. Le faisceau est vu à travers un biréfringent et un nicol. La photographie montre que  $\frac{i}{I}$  est voisin de 0,05.

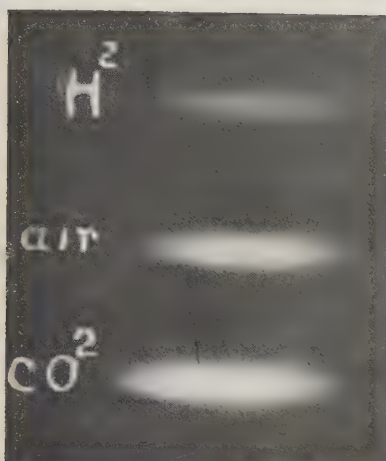


Fig. a.

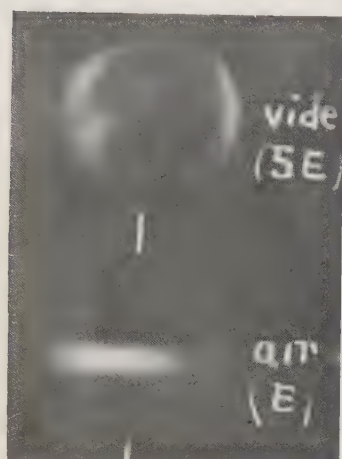


Fig. b.

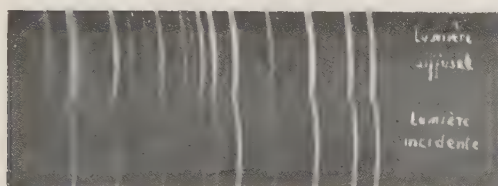


Fig. c.

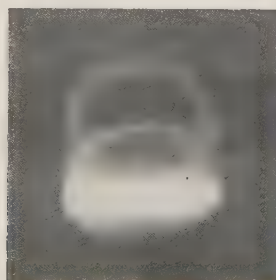


Fig. d.

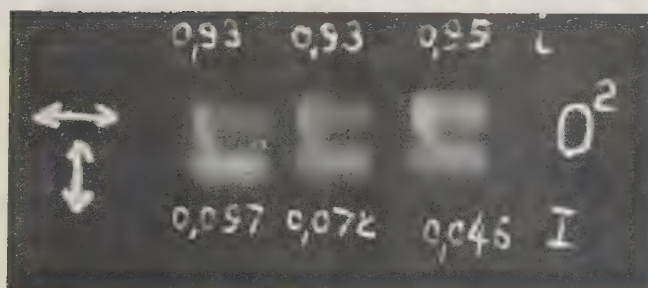


Fig. e.







# DEUXIÈME THÈSE

---

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Analyse des structures cristallines par les rayons X.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 28 juillet 1920.

*Le Doyen de la Faculté des Sciences,*  
F. HOUSSAY.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

*Le Recteur de l'Académie de Paris,*

Pour le Recteur :

*L'Inspecteur de l'Académie,*

G. DE BEVOTTE.









